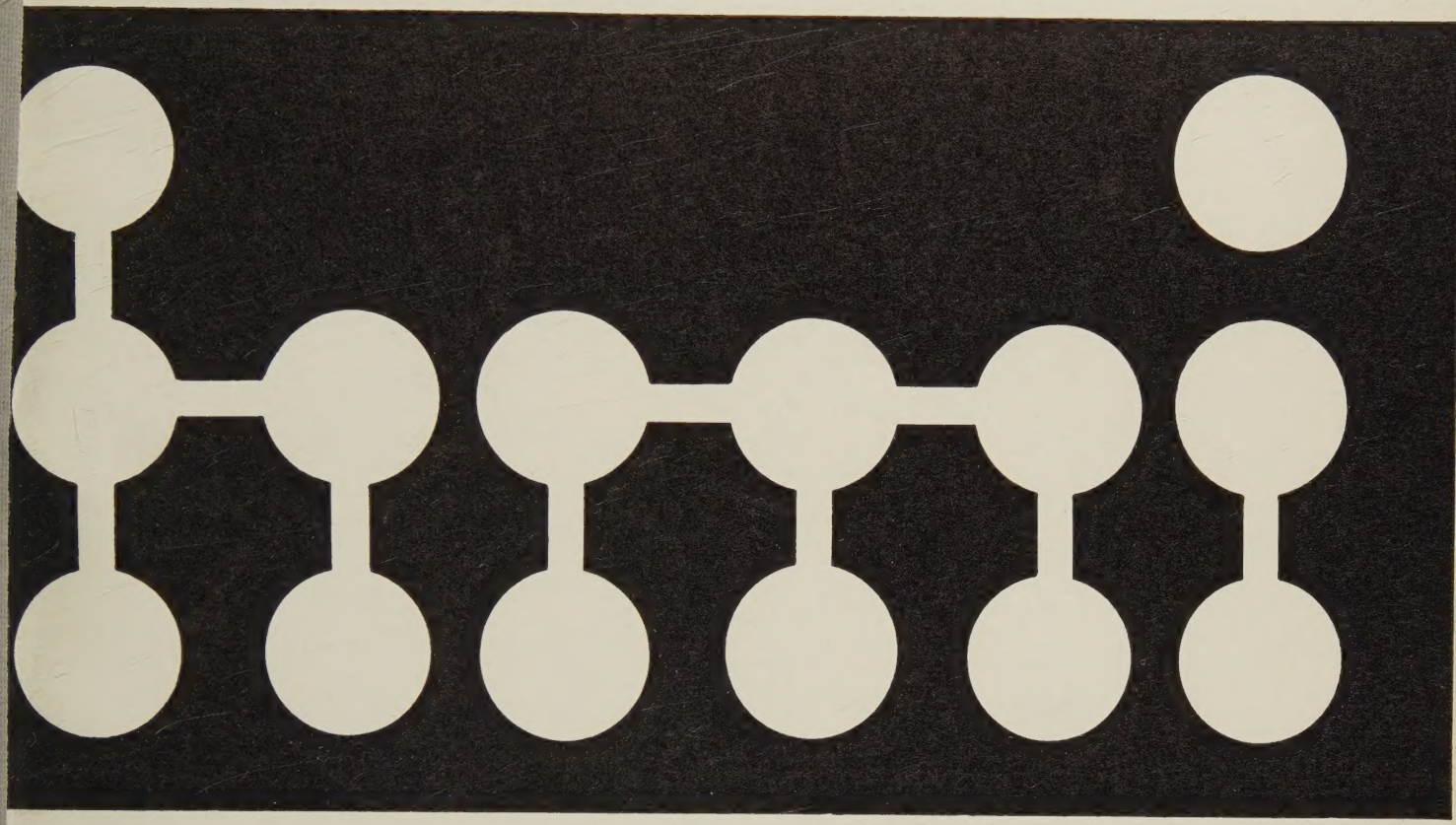
HMI - B 104
Februar 1971

Hahn-Meitner-Institut

Für Kernforschung Berlin

Gesellschaft mit beschränkter Haftung

Abteilung Strahlenphysik



Nikolaus Stolterfoht

Energie- und Winkelverteilung der bei Ionisation von Gasmolekülen durch Protonen ausgelösten Elektronen*)

*) Der Freien Universität - Fachbereich Physik - vorgelegt als Dissertation.

HMI - B 104
Februar 1971

BERICHTE DES HAHN-MEITNER-INSTITUTS

Das HAHN-MEITNER-INSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG BERLIN gibt eine Serie von Berichten heraus, in der Forschungsergebnisse mitgeteilt werden und die Jahresberichte des Instituts erscheinen.

Die Berichte werden in der Referate-Zeitschrift „Informationen zur Kernforschung und Kerntechnik" der Zentralstelle für Atomkernenergie-Dokumentation (ZAED) und in den „Nuclear Science Abstracts" der USAEC angezeigt und referiert. Sie können von der Institutsbibliothek angefordert werden.

Die Berichte werden in der Reihe HMI-B 1, B 2 usw. fortlaufend numeriert. (Zusätzlich numerieren die einzelnen Sektoren und Abteilungen des Instituts ihre Berichte; die Angabe dieses Zusatzes ist bei Bestellungen nicht erforderlich.)

REPORTS OF THE HAHN-MEITNER INSTITUTE

The HAHN-MEITNER INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH BERLIN publishes a series of reports, in which research results are reported and annual reports appear.

These reports are listed and abstracted in the Abstract Journal „Informationen zur Kernforschung und Kerntechnik" of the Zentralstelle für Atomkernenergie-Dokumentation (ZAED) and the „Nuclear Science Abstracts" of the USAEC. The reports may be requested from the institute's library.

The reports are numbered continously in series HMI-B 1, B 2, ect. (In addition, the various sections and divisions of the institute number their reports. Reference to the addition, though, is not essential for ordering.)

© HAHN-MEITNER-INSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG BERLIN

UNIV. LEIDEN BIBL.

HAHN - MEITNER - INSTITUT FÜR KERNFORSCHUNG BERLIN GMBH

Abteilung Strahlenphysik

B - SP 15

HMI - B 104
Februar 1971

Nikolaus Stolterfoht

Energie- und Winkelverteilung der bei Ionisation von Gasmolekülen durch Protonen ausgelösten Elektronen[+)]

[+)] Der Freien Universität - Fachbereich Physik - vorgelegt als Dissertation.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548901_0007

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Zusammenfassung	1
Einleitung	3
1. Die Meßapparatur	7
1.1 Vorbetrachtung	7
1.2 Die Streukammer und die Mu-Metallabschirmung	11
1.3 Das Strahlrohr und der Faradaykäfig	13
1.4 Die Molekularstrahlapparatur	15
1.5 Das Elektronenspektrometer	16
1.6 Die monoenergetische Elektronenquelle	21
1.7 Die Justierung der Meßapparatur	23
1.8 Die Meßelektronik und die Datenerfassung	27
2. Die Vorversuche	32
2.1 Der Elektronenmultiplier	32
2.2 Die Eichung des Elektronenspektrometers	34
2.3 Der Druck im Molekularstrahl	42
2.4 Die Streuung der Elektronen im Meßgas	47
2.5 Die Vorbeschleunigung der Elektronen	50
3. Die Messung der zweifach differentiellen Ionisations-Wirkungsquerschnitte	56
3.1 Die Aufnahme der Elektronenspektren	56
3.2 Die Auswertung der Elektronenspektren	60
3.3 Die Meßergebnisse für Helium und der Vergleich mit Literaturwerten	65
3.4 Die Meßergebnisse für Stickstoff und Methan	68
4. Die Messung der Autoionisations-Elektronen	78
4.1 Der Reaktionsmechanismus	78
4.2 Die Meßergebnisse für Helium und der Vergleich mit Literaturwerten	79
4.3 Die Meßergebnisse für Stickstoff und Methan	82

Seite

5. Die Integration der zweifach differentiellen Ionisations-Wirkungsquerschnitte 87
5.1 Das numerische Auswerteverfahren 87
5.2 Die einfach differentiellen Ionisations-Wirkungsquerschnitte 89
5.3 Die totalen Ionisations-Wirkungsquerschnitte 94

6 Die quantenmechanische Berechnung der Ionisations-Wirkungsquerschnitte 97
6.1 Die Bornsche Näherung 97
6.2 Die Atom-Wellenfunktionen 100
6.3 Die Ergebnisse für Helium 102

Anhang - Die Theorie des Elektronenspektrometers 104

Literaturverzeichnis 112

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Energiespektren von Elektronen, die durch Protonen im Energiebereich von 200 - 500 keV in den Gasen Helium, Stickstoff und Methan ausgelöst wurden, gemessen und die entsprechenden zweifach differentiellen Ionisations-Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Energie und dem Emissionswinkel der Elektronen bestimmt.
Die Messung wurde in einer Vakuumstreukammer ausgeführt, in der ein Protonenstrahl von einem van-de-Graaff-Beschleuniger mit einem Molekularstrahl gekreuzt wurde. Die vom Streuvolumen emittierten Elektronen wurden mit einem um die Kammerachse drehbaren Spektrometer energetisch analysiert.
Es wurde bei einem Meßgasdruck in der Streukammer von einigen 10^{-5} Torr gearbeitet, der am Entstehungsort der Elektronen durch den Molekularstrahl um das 20- bis 50fache erhöht werden konnte. Zur Energieanalyse wurde ein elektrostatisches 90°-Elektronenspektrometer konstruiert, das ein Auflösungsvermögen von 1.1 % und eine Transparenz von 51 % besitzt. Das Spektrometer erfaßt einen Raumwinkel von $1.9 \cdot 10^{-4}$. Der offene Multiplier, der zum Nachweis der Elektronen verwendet wurde, besitzt eine Ausbeute von nahezu 100 %.
Magnetische Störfelder wurden durch eine Mu-Metallabschirmung von der Größe der Streukammer um mehr als das 100fache reduziert. Elektrische Störfelder wurden durch eine sorgfältige Bearbeitung der Metalloberflächen des Spektrometers wesentlich vermindert und durch eine Vorbeschleunigung der Elektronen von 3 - 7 eV nahezu vollständig kompensiert. Dadurch ist es gelungen, Elektronen mit Energien bis zu einer unteren Grenze von 1 eV ohne Intensitätsverlust nachzuweisen.
Die Aufnahme der Elektronenspektren wurde automatisiert und die gemessenen Daten an Rechenanlagen verarbeitet. Die Zählraten der gemessenen Elektronen betrugen je

nach Elektronenenergie 10 - 10^4 ips. Die Spektren wurden im Energiebereich von 0 - 50 eV in Intervallen von 0.4 eV und im Bereich von 0 bis etwa 1100 eV in Intervallen von 8 bzw. 10 eV für verschiedene Winkel im Bereich von 20° - 150° aufgenommen. Der statistische Fehler der Meßwerte war in der Regel kleiner als 3 %.

Es wurden Feinstrukturen in den Elektronspektren gemessen, die auf Autoionisations-Elektronen zurückzuführen sind.
Die zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte nehmen in der Regel mit steigender Elektronenenergie und wachsendem Winkel ab. Die Mehrzahl der Elektronen (90 %) besitzen Energien bis etwa 50 eV.
Die Meßergebnisse von Helium wurden mit Angaben aus der Literatur verglichen, wobei eine gute Übereinstimmung festgestellt wurde, die insbesondere im Hinblick auf die Unsicherheiten bei der Normierung der Wirkungsquerschnitte von Bedeutung ist.
Durch Integration der Meßkurven wurden die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Elektronenenergie und die totalen Wirkungsquerschnitte ermittelt. Letztere sind im Mittel um etwa den Faktor 1.4 höher als entsprechende Meßergebnisse aus der Literatur.
Zum Abschluß wird ein Überblick über die quantenmechanische Berechnung der Ionisations-Wirkungsquerschnitte mit der Bornschen Näherung gegeben. Die theoretischen Ergebnisse für Helium wurden mit den Meßwerten verglichen. Dabei ergab sich nur für die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte bei hohen Elektronenenergien eine zufriedenstellende Übereinstimmung.

Einleitung

Für die quantitative Deutung der primären und sekundären Wirkungen ionisierender Strahlen in Materie, insbesondere in lebenden Organismen, ist die Kenntnis der räumlichen Verteilung der absorbierten Energie im Bereich der Bahn ionisierender Teilchen von fundamentaler Bedeutung. Die durch die absorbierte Strahlenenergie ausgelösten Folgereaktionen, wie zum Beispiel die Veränderung und Abtötung von Zellen, werden zum größten Teil durch die bei der Primärionisation längs der Teilchenbahn ausgelösten Sekundärelektronen verursacht. Die energiereicheren Sekundärelektronen, die zum Teil weitere Ionisationsprozesse in der Umgebung der Bahn des primären Teilchens hervorrufen können, werden als Delta-Elektronen bezeichnet. Im folgenden wird dieser Begriff auch auf den niederenergetischen Anteil angewendet. Um die physikalischen Primärprozesse der Strahlenwirkung zu erfassen, ist es notwendig, die Ionisationswirkungsquerschnitte und insbesondere die Energieverteilung der ausgelösten Sekundärelektronen (Delta-Elektronen) zu bestimmen.

Die Ionisation und die entsprechenden Energiespektren sind schon sehr früh im Zusammenhang mit der Berechnung der Energieverluste von atomaren Teilchen beim Durchgang durch Materie diskutiert worden. Bethe hat bei der Ableitung seiner bekannten Formel für das Bremsvermögen Ionisierungs-Wirkungsquerschnitte von Wasserstoff berechnet (Bet 30).
Totale Wirkungsquerschnitte sind von einer Reihe von Autoren experimentell bestimmt worden (zum Beispiel Kee 49, Fo 55, Gil 57, Afr 58, Sw 60, Hoo 61, Da 61). Relativ wenig Messungen sind jedoch im Hinblick auf die Energieverteilung der Delta-Elektronen durchgeführt worden. Blauth (Bla 57) hat Energiespektren von Elektronen gemessen, die in Gasen durch Protonen mit Energien von 8.8, 11.8 und 49 keV ausgelöst wurden. Als Meßgas

verwendete er Wasserstoff, Stickstoff und Krypton. Der Winkel, unter dem Elektronen relativ zum Ionenstrahl gemessen wurden, konnte nicht variiert werden. Er betrug 54.5°. Moe und Petch (Moe 58) haben bei einer entsprechenden Messung Argon, Neon und Krypton als Meßgas und Kryptonionen als Streuteilchen im Energiebereich von 0.1 - 0.9 keV verwendet. Der Winkel betrug 0° und 90°. Berry (Be 61) hat Wasserstoff, Helium, Stickstoff und Argon durch Ionen, Atome bzw. Moleküle der gleichen Gasarten mit Energien im Bereich von 0.3 - 3.0 keV ionisiert und entsprechende Spektren unter 90° aufgenommen. Allen diesen Messungen ist gemeinsam, daß die Winkelstellung des Elektronenspektrometers nicht geändert werden konnte.

Es gibt nur eine Gruppe von Autoren, die von Messungen in einem größeren Winkelbereich berichten. In Arbeiten von Kuyatt und Jorgensen (Ku 63), Rudd und Jorgensen (Ru 63) und Rudd, Bailey und Sauter (Ru 66) sind zweifach differentielle Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Wasserstoff und Helium in einem Winkelbereich von 10° - 160° durch Protonen mit Energien im Bereich von 50 - 300 keV bestimmt worden. Da sich diese Autoren sehr bald ausschließlich der Untersuchung von Feinstrukturen in den gemessenen Elektronenspektren zugewendet haben (zum Beispiel Auger-Peaks), sind die Messungen der Wirkungsquerschnitte nicht fortgeführt worden.
Die Elektronenspektren in den genannten Arbeiten zeigen, daß die mittlere Energie der ausgelösten Elektronen extrem klein ist. Die Wirkungsquerschnitte nehmen mit steigender Elektronenenergie stark ab, und etwa 50 % der Elektronen haben eine Energie, die 10 eV nicht überschreitet. Es lassen sich jedoch auch Energien bis 1000 eV nachweisen. Die Messung der extrem niederenergetischen Elektronen wirft eine Reihe apparativer und experimenteller Probleme auf. Das Experiment muß im Hochvakuum ausgeführt werden, um zu gewährleisten, daß die ausgelösten Elektronen keine Energieverluste im Meßgas

erleiden. Die in der Kernstrahlenphysik üblichen Methoden zur Messung der Elektronenspektren können nicht zur Anwendung kommen, da die entsprechenden Geräte wie Halbleiterdetektoren und Szintillationszähler für Elektronen mit extrem niederen Energien ungeeignet sind. Die Messung der Elektronenenergien muß durch Ablenkung in magnetischen oder elektrischen Feldern vorgenommen werden.
Quantenmechanische Berechnungen der Ionisations-Wirkungsquerschnitte mit der Bornschen Näherung sind wegen des damit verbundenen großen Rechenaufwandes nur für einfache Systeme wie Wasserstoff (Bet 30, Bat 53, Lan 58) und Helium (Map 58, Ol 65, Ol 67) durchgeführt worden. Abgesehen von den Schwierigkeiten bei der Bestimmung angemessener Atom- bzw. Molekül-Wellenfunktionen ergeben sich dabei Fehler aus der Bornschen-Näherung, deren Gültigkeitsgrenzen im Energiebereich der bei den Messungen verwendeten Protonen erreicht sind. Vergleiche der theoretischen Ergebnisse mit den Meßwerten von Kuyatt und Rudd für Wasserstoff und Helium zeigen daher eine relativ schlechte Übereinstimmung (Ku 63, Ru 63 und Ru 66).

Ziel der vorliegenden Arbeit war es, die Energiespektren der Elektronen, die in Gasen durch Protonen ausgelöst werden, aufzunehmen und die entsprechenden Ionisations-Wirkungsquerschnitte zu bestimmen. Die Messungen sollten in einem Protonenenergiebereich von 200 - 500 keV durchgeführt werden, in dem die theoretische Bestimmung der Wirkungsquerschnitte durch die Bornsche Näherung unzureichend ist. Es wurde angestrebt, einen relativ großen Winkel- und Energiebereich zu erfassen, um durch Integration zusätzlich die einfach differentiellen und die totalen Wirkungsquerschnitte bestimmen zu können.

In der vorliegenden Untersuchung wurden als Meßgase Helium, Stickstoff und Methan verwendet. Helium wurde gewählt, um zunächst einen Vergleich mit vorliegenden theoretischen und experimentellen Wirkungsquerschnitten zu ermöglichen. Stickstoff und Methan wurden ausgesucht, um den in der Strahlenphysik interessierenden Bezug zu Luft und Gewebe herzustellen. Messungen an anderen Gasen und Dämpfen sind beabsichtigt.

1 Die Meßapparatur

1.1 Vorbetrachtung

Zur Messung der zweifach differentiellen Ionisations-Wirkungsquerschnitte wurde in der vorliegenden Arbeit eine Meßapparatur entworfen und in einer mechanischen Werkstatt angefertigt.
In der folgenden Vorbetrachtung werden die Gesichtspunkte diskutiert, die bei der Konstruktion der Meßapparatur ausschlaggebend waren.
Im allgemeinen ist es üblich, die Energie von langsamen Elektronen durch Ablenkung in magnetischen oder elektrischen Feldern zu messen. Wegen der geringen Masse der Elektronen ist es sinnvoller, elektrische Felder zu benutzen, zumal die Konstruktion eines elektrostatischen Spektrometers in der Regel einfacher ist.
Bekannt durch viele Anwendungen ist der sogenannte 127°-Analysator, der eine radiale Feldstruktur besitzt. In seinen physikalischen Eigenschaften dem 127°-Analysator gleichwertig ist das sogenannte 90°-Spektrometer, das ebene Elektroden zur Erzeugung eines homogenen Feldes besitzt. Das 90°-Spektrometer ist in seiner Geometrie relativ einfach und in seiner Bauweise kompakt. Dieser Vorteil war im Hinblick auf die Erfassung eines möglichst großen Winkelbereiches bei der Messung der Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte ausschlaggebend, so daß in der vorliegenden Arbeit das 90°-Spektrometer gewählt wurde.

Bei den bisher in der Literatur bekannten Messungen der Delta-Elektronen in Gasen wurde das Spektrometer außerhalb von der Streukammer angebracht, um das Spektrometer unabhängig von der Streukammer evakuieren zu können. Damit wurde verhindert, daß die Elektronen auf ihrem Weg durch das Spektrometer an Gasmolekülen streuen.

Die externe Anordnung des Spektrometers schränkt jedoch seine Beweglichkeit ein. Kuyatt et al. (Ku 63), die die Winkelabhängigkeit der Ionisierungswirkungsquerschnitte gemessen haben, mußten die Vakuumapparatur belüften, um das Spektrometer in einer anderen Winkelstellung anzubringen. Um diese zeitraubende Arbeit zu vermeiden, wurde das Spektrometer in der vorliegenden Arbeit in der Streukammer beweglich eingebaut. Dadurch konnten jedoch die Streukammer und das Spektrometer vakuummäßig nicht mehr getrennt werden.
Um einerseits einen ausreichenden Elektronenstrom zu erhalten, andererseits aber die Streuung der Elektronen im Spektrometer zu verhindern, wurde eine Molekularstrahlapparatur verwendet. Im Hinblick auf den kontinuierlichen Gaseinlaß durch die Molekularstrahldüse mußte zur Reduktion des Druckes in der Streukammer eine relativ große Pumpe vorgesehen werden. Da die Druckverteilung im Molekularstrahl im allgemeinen schwer zu bestimmen ist, bringt die Molekularstrahlapparatur gewisse Nachteile mit sich. Die Messung der absoluten Wirkungsquerschnitte kann nicht zusammen mit der Molekularstrahlapparatur erfolgen, da hierfür der Druck im Streuraum bekannt sein muß. Ferner ändert sich bei Verwendung des Molekularstrahles das effektive Streuvolumen bei der Drehung des Spektrometers auf undefinierte Weise, so daß die Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte nicht bestimmt werden kann, es sei denn, daß der Molekularstrahl hinreichend scharf gebündelt ist (siehe dazu die ausführliche Diskussion in Abschnitt 2.3).
Zur Erzeugung eines räumlich begrenzten Molekularstrahls ist einiger apparativer Aufwand erforderlich. Es muß eine leistungsfähige Molekularstrahldüse gefertigt werden, und der Einsatz mehrerer Vakuumpumpen ist erforderlich, um ein differentielles Pumpen zu ermöglichen. Zur Lösung dieses Problems wurde ein Programm an einem Digitalrechner erstellt und verschiedene mögliche Anordnungen im Hinblick darauf durchgerechnet, die Änderung des effektiven Streuvolumens mit der Winkelstellung des Spektrometers klein zu halten.

Die Rechnung zeigte, daß ein differentielles Pumpen bei der Saugleistung der beiden verfügbaren Pumpen von 500 und 900 ltr/sec keine wesentliche Verbesserung gegenüber einer Anordnung, bei der sich die Molekularstrahldüse sehr nahe am Ionenstrahl befindet (2 - 3 mm), bringt. Um das differentielle Pumpen sinnvoll durchführen zu können, müßten die Pumpen um ein Mehrfaches größer sein. Insofern wurde bei der vorliegenden Apparatur die Anordnung gewählt, bei der sich die Düse sehr nahe am Streuraum befindet.
Die Rechnung zeigte ferner, daß es bei dieser Anordnung nicht auf die Güte der Molekularstrahldüse ankommt, da die Ausdehnung des Molekularstrahls in diesem Fall im wesentlichen durch den Durchmesser der Düse gegeben wird.

In der vorliegenden Arbeit wurde als Düse ein einfaches Rohr von 10 mm Länge und 1 mm Innendurchmesser benutzt. Zeitweise wurde auch eine sogenannte Zachariasquelle verwendet, die in großer Anzahl Öffnungen von etwa 1/10 mm besitzt. Diese Molekularstrahldüse brachte jedoch keine wesentliche Verbesserung gegenüber dem einfachen Rohr.
Der Einbau des Spektrometers in die Streukammer brachte hinsichtlich der Untergrundzählrate große Schwierigkeiten mit sich, deren Ausmaß vor Beginn der Messungen gar nicht abgesehen wurde. Zum Verständnis dieser Problematik sei darauf hingewiesen, daß das Spektrometersystem Löcher zum Evakuieren haben muß. Die Elektronen gelangen durch diese Öffnungen zum Multiplier ebenso wie zum Beispiel die Gasmoleküle, denn Elektronen werden im allgemeinen an Metalloberflächen reflektiert bzw. sie lösen sogar weitere Elektronen aus. Beachtet man ferner, daß durch die zweifach differentielle Meßweise der Bruchteil der gemessenen Elektronen nach grober Schätzung etwa 10^{-8} ist, so läßt sich verstehen, daß die Untergrundzählrate in der vorliegenden Arbeit zu einem prinzipiellen Problem wurde.

Ein weiteres wesentliches Problem bei der Messung der extrem niederenergetischen Elektronen ergibt sich aus der Ablenkung der Elektronen durch elektrische und magnetische Störfelder. Um einen Eindruck zu vermitteln, inwieweit sich magnetische Störfelder auswirken, sei darauf hingewiesen, daß ein 1 eV-Elektron durch das Erdmagnetfeld auf eine Kreisbahn von etwa 7 cm Durchmesser abgelenkt wird. Bei den durch die Literatur bekannten Arbeiten mit Delta-Elektronen wurde das Magnetfeld durch Helmholzspulen kompensiert. Da jedoch die Wirkung der Helmholzspulen in einem relativ großen Meßvolumen mehr oder weniger unzureichend ist, wurde in der vorliegenden Arbeit eine Mu-Metallabschirmung von den Dimensionen der Streukammer angefertigt. Mit dieser Abschirmung gelang es, das Erdmagnetfeld in der gesamten Streukammer um mehr als das 100fache zu reduzieren.

Die elektrischen Störfelder entstehen in der Streukammer durch Aufladungen an nichtleitenden Materialien und an verunreinigten bzw. oxydierten Metalloberflächen. Die Beseitigung der elektrischen Störfelder stellt eine besondere experimentelle Aufgabe dar. Sie gelingt erst durch sorgfältige Bearbeitung der Metalloberflächen und erfordert in der Regel einige experimentelle Erfahrung.

1.2 Die Streukammer und die Mu-Metallabschirmung

Die Experimente, die in der vorliegenden Arbeit beschrieben werden, sind in einer Hochvakuum-Streukammer von zylindrischer Symmetrie durchgeführt worden (Abb. 1).
In diesem Abschnitt wird ein Gesamtüberblick über die Meßanordnung gegeben. In den folgenden Abschnitten werden die Bauteile der Streukammer im einzelnen beschrieben.

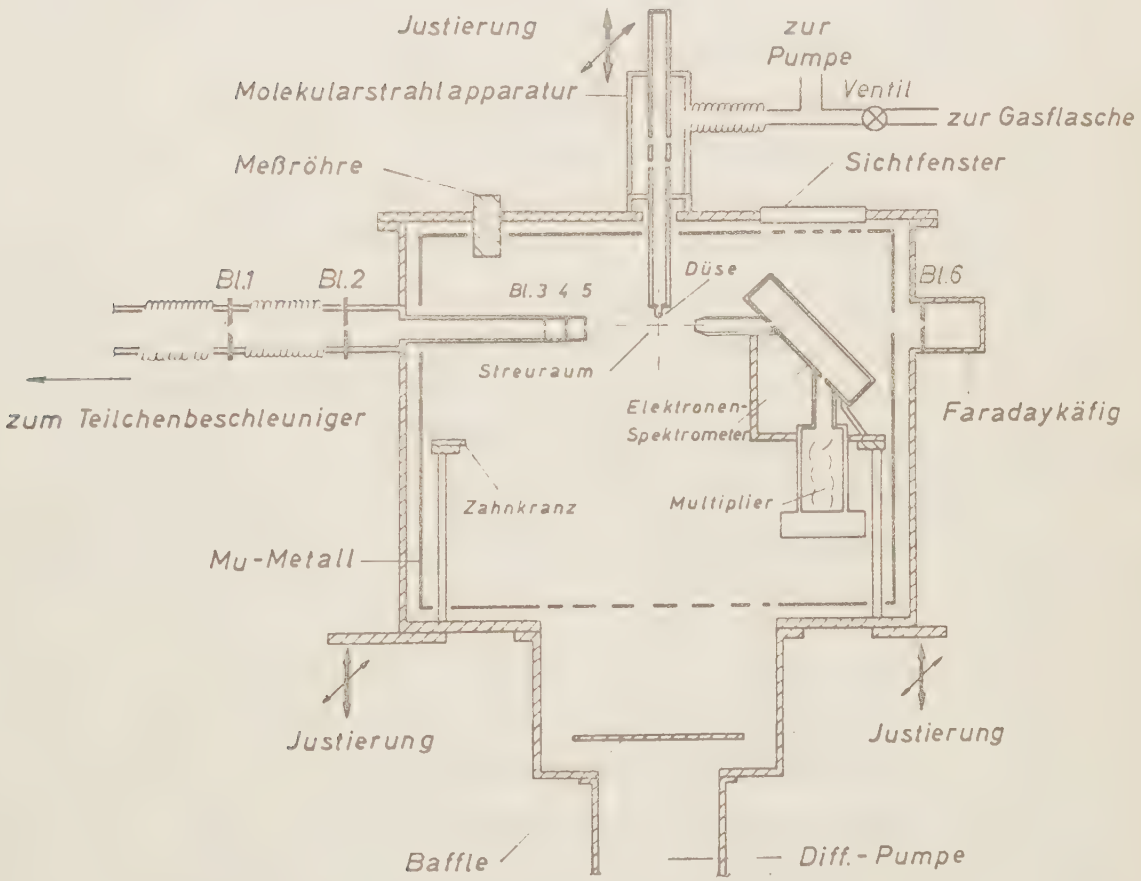


Abb. 1: Die Meßapparatur

Das Material, aus dem die Kammer gefertigt wurde, ist Aluminium. Alle Teile sind vakuumdicht aneinandergeklebt. Der Durchmesser der Streukammer beträgt 510 mm und die Höhe 380 mm. Ein Deckel von 20 mm Dicke verschließt die Kammer nach oben. Die Streukammer besitzt insgesamt neun Flanschanschlüsse, die die Verbindung zu einer Reihe von externen Geräten ermöglicht.
Am Boden der Kammer befindet sich eine Öffnung von 300 mm Durchmesser, die zu einer Hochvakuumpumpe führt. Ein Flanschanschluß stellt die Verbindung zu einem Teilchenbeschleuniger her. Auf der gegenüberliegenden Seite befindet sich ein Faradaykäfig zur Messung des Ionenstroms des Beschleunigers. Am Kammerdeckel ist eine Molekularstrahlapparatur angebracht. Sie besteht aus einem justierbaren Gaszuführungsrohr, das durch den Kammerdeckel zum Streuraum führt und an dessen unterem Ende eine Düse angebracht ist. Im Streukammerinnenraum ist ein Elektronenspektrometer drehbar aufgebaut. Das Spektrometer ist auf einem um die Kammerachse konzentrischen Zahnkranz montiert, der sich mit Hilfe einer Drehdurchführung von außen bewegen läßt. Am Kammerdeckel und an der Kammerwand befinden sich je ein Sichtfenster. Zwei weitere Flansche enthalten eine Reihe von Stromdurchführungen. Am Kammerdeckel ist eine Vakuummeßröhre angebracht.

Am Kammerboden ist eine Öldiffusionspumpe angebracht. Die Pumpe (Fa. Edwards, Typ F 960) besitzt eine Saugleistung von 1500 l/sec, die durch ein Platten-Baffle zwischen Streukammer und Pumpe auf etwa 900 l/sec reduziert wird. Diese relativ große Pumpe wurde im Hinblick auf den Gaseinlaß durch die Molekularstrahlapparatur gewählt, so daß ohne Gaseinlaß der für die vorliegenden Experimente verschwindend kleine Enddruck von $5 \cdot 10^{-7}$ Torr erreicht werden konnte. Im Hinblick auf den zu erwartenden kleinen Enddruck konnte darauf verzichtet werden, die Streukammer ausheizbar anzufertigen. Es wurde also in allen Fällen bei Vakuumverbindungen mit

Gummidichtungen gearbeitet. Die Streukammer und die damit fest verbundene Vakuumpumpe sind auf einer Justiervorrichtung gelagert, die eine Justierung des Systems in vier voneinander unabhängige Bewegungsrichtungen ermöglicht.

Zur Abschirmung des Erdmagnetfeldes und der magnetischen Störfelder des Laborraums befindet sich im Streukammerinnenraum ein Gehäuse aus Mu-Metall (Spezialanfertigung der Fa. Heraeus). Die Abmessungen der Mu-Metallabschirmung sind so gewählt, daß der Abstand zur Streukammer an jeder Stelle 15 mm beträgt. Die Dicke des Mu-Metallblechs ist 3 mm. Die Abschirmung enthält eine Reihe von Öffnungen verschiedener Größe, die den Flanschöffnungen in der Streukammer entsprechen. Die beiden größten Öffnungen (zur Vakuumpumpe und zum Sichtfenster im Deckel) sind zur Erhöhung der Schirmwirkung durch ein Mu-Metallgitter abgedeckt. Der Gitterabstand beträgt 15 mm, und die Gitterstäbe sind 5 mm stark. Der Durchmesser der größten nichtabgedeckten Öffnung beträgt 32 mm.

Die Abschirmwirkung des Mu-Metallgehäuses wurde mit Hilfe eines Milli-Oerstedtmeters gemessen (Fa. Förster, sogenannte Förster-Sonde). Danach beträgt das Magnetfeld in der Abschirmung im ungünstigsten Fall 4 mOe; das entspricht einem Abschirmfaktor von etwa 100. Die Abschirmwirkung erwies sich als ausreichend.

1.3 Das Strahlrohr und der Faradaykäfig

An der Streukammer befindet sich ein 2-Zoll-Flansch, der die Verbindung zu einem Teilchenbeschleuniger herstellt (siehe Abb. 1). Dabei handelt es sich um einen van-de-Graaff-Beschleuniger für positive Ionen (Fa. High Voltage, Typ AN 400). Die Beschleunigerspannung beträgt maximal 500 kV. Mit Protonen läßt sich ein Strahlstrom bis zu 200 µA erzeugen, der durch das im folgenden beschriebene Blendensystem in der Streukammer auf 3 - 15 µA reduziert wird.

Im Anschlußrohr zum Beschleuniger befinden sich zur

Kollimation des Ionenstrahls zwei wassergekühlte Zirkon-Blenden (Bl. 1 und Bl. 2 in Abb. 1). Zwischen Blende 1 und Blende 2 wird das Strahlrohr durch ein Tombakrohr unterbrochen. Ein zweiter Tombak befindet sich zwischen Blende 1 und dem Beschleunigersystem. Durch diese Anordnung ist es möglich, die Blende und die Streukammer unabhängig voneinander gegen das Beschleunigersystem zu justieren.

Innerhalb der Streukammer setzt sich das Beschleuniger-Anschlußrohr verjüngt fort und wird durch ein System von 3 Blenden abgeschlossen (Bl. 3, 4 und 5). Die Blenden 1 bis 4 sind elektrisch isoliert angebracht. Die Durchmesser der Blenden in der Reihenfolge 1 bis 5 betragen 1.7, 2.0, 2.5, 3.0 und 3.0 mm.

Durch die Blenden 1 bis 3 erfolgt eine Kollimierung des Ionenstrahls vom Beschleuniger. Die Blenden 3, 4 und 5 sind so dimensioniert, daß sie von dem direkten Strahl nicht getroffen werden. Letzteres wurde durch Anschluß eines Nano-Amperemeters kontrolliert.

Der Strom der positiven Ionen ist von einem beträchtlichen Anteil von Elektronen begleitet, die vor allem durch Streuung der Ionen an den Blendenkanten entstehen. Da ein Eindringen der Elektronen in den Streukammerinnenraum die Messung der Delta-Elektronen unter Umständen empfindlich stört, wurde an die Kollimierungsblenden 1, 2 und 3 eine positive Spannung von etwa 70 V gelegt, die die meisten Elektronen am Abwandern von den Blenden hindert. Zusätzlich wurde an Blende 4 eine negative Spannung von etwa 70 V gelegt, die die restlichen Elektronen vom Eintreten in die Streukammer zurückhält. Die Blende 5 hat die Aufgabe, die Blende 4 elektrisch gegen den Streuraum abzuschirmen.

Der Ionenstrahl wird mit Hilfe eines luftgekühlten Faraday-Käfigs gemessen, der an der Außenwand der Streukammer auf der zum Beschleuniger-Flansch gegenüberliegenden Seite angebracht ist. Eine Blende (Bl. 6) von 3 mm Durchmesser schließt den Faraday-Käfig zum Kammerinnen-

raum hin ab. Blende 6 und der Faraday-Käfig sind elektrisch isoliert an der Streukammer angebracht. Um die im Faraday-Käfig ausgelösten Elektronen am Eintritt in den Streuraum zu hindern, ist an die Blende 6 eine negative Spannung und an den Faraday-Käfig eine positive Spannung von 70 V gelegt.
Die Blenden 2 und 6 haben außerdem die Aufgabe, eine Justierung der Kammer relativ zum Ionenstrahl zu ermöglichen. Passiert der Ionenstrahl die beiden Blenden ohne die Blendenkanten zu berühren, so ist die Lage des Ionenstrahls in der Streukammer auf ca. 2/10 mm definiert.

1.4 Die Molekularstrahlapparatur

Am Deckel der Streukammer ist eine Molekularstrahlapparatur montiert (siehe Abb. 1). Sie besteht aus einem Gaszuführungsrohr von 25 mm Durchmesser, das durch den Kammerdeckel in den Streuraum führt und an dessen unterem Ende eine Düse angebracht ist. Die Düse läßt sich mittels einer Justiervorrichtung in vertikaler Richtung von der Höhe des Ionenstrahls bis nahezu zum Kammerdeckel bewegen. Ferner ermöglicht die Justiervorrichtung eine Horizontalbewegung der Düse senkrecht zum Ionenstrahl. Die Horizontalbewegung erfolgt über eine Schwenkung des Rohres von etwa $\pm$ 15° um einen Drehpunkt, der sich im Zentrum des Kammerdeckels befindet. Durch diese Bewegung läßt sich der Molekularstrahl relativ zum Ionenstrahl ausrichten. Das Gaszuführungsrohr kann durch ein Ventil unmittelbar über der Düse geschlossen werden. Der Schnittpunkt von Ionenstrahl und Molekularstrahl definiert den Streuraum.
Die Düse besteht aus einer Kanüle von 1 mm Durchmesser und 10 mm Länge. Durch das Rohr, in das die Düse eingebaut ist, wird der Kanüle das Meßgas zugeführt. Der Gaseinlaß durch die Kanüle ist proportional dem Druck im darüberliegenden Rohr. Letzterer wird durch ein Gas-

einlaßventil kontrolliert, das sich zwischen dem Rohr und einem Vorratsgefäß befindet. Um das Verhältnis von Restgasdruck und Meßgasdruck im Rohr kleinzuhalten, ist das Gaszuführungsrohr an eine zweistufige Drehschieberpumpe angeschlossen, die einen Restgasdruck von etwa 10^{-3} Torr aufrecht erhält. Aus dem Strömungswiderstand der Kanüle und der Saugleistung der Öl-Diffusionspumpe ergibt sich, daß das Druckverhältnis zwischen der Streukammer und dem Rohr etwa 10^{-5} beträgt. Bei einem Arbeitsdruck des Meßgases von einigen 10^{-5} Torr in der Streukammer beträgt der Meßgasdruck im Gaszuführungsrohr einige Torr. Dagegen ist der Restgasdruck von 10^{-3} Torr zu vernachlässigen.

1.5 Das Elektronenspektrometer

Das Kernstück des vorliegenden Meßsystems ist das Spektrometer zur Energieanalyse der Deltaelektronen im Bereich von etwa 1 - 1000 eV. Das verwendete Spektrometer ist ein elektrostatischer 90°-Analysator mit ebenen Platten. Bei der Konstruktion wurde das in der Arbeit von Harrower (Ha 55) vorgeschlagene Spektrometer zugrunde gelegt und für die Zwecke der vorliegenden Arbeit modifiziert und erweitert.
Der Analysator besteht im wesentlichen aus zwei ebenen parallen Platten zur Erzeugung eines homogenen elektrischen Feldes (siehe Abb. 2). Die Länge bzw. Breite der Platten ist 165 mm bzw. 56 mm. Der Plattenabstand beträgt 22 mm. Eine Platte enthält eine Eintritts- und eine Austrittsblende für die Elektronen, deren Abstand 73 mm beträgt. Am Ort der Blenden reduziert sich die Plattenstärke von 5 mm auf 0.5 mm. Die Blendenspalte wurde nach dem Lichtbogenverfahren in die Analysatorplatte gebrannt, so daß eine hohe Präzision in den Abmessungen der Blendenspalte gewährleistet ist. Die Blenden sind rechteckig

und haben eine Länge von 10 mm und eine Breite von 0.4 ± 0.01 mm. Da die Elektronen unter 45° in den Analysator eintreten, sind die Blendenkanten entsprechend abgeschrägt (siehe Abb. 2).

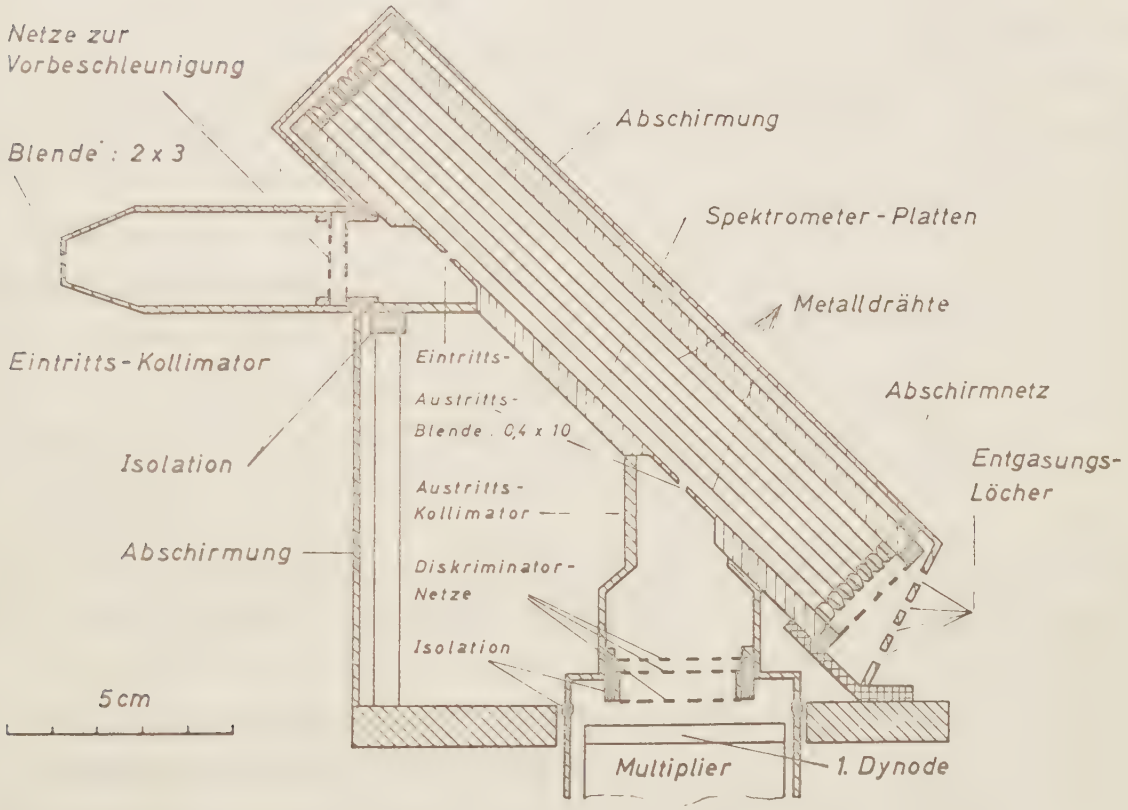


Abb. 2: Das Elektronenspektrometer

Die Analysatorplatten sind mit vier zylindrischen Distanzstücken an den Plattenecken aneinander befestigt. Die Distanzstücke sind aus scheibenförmigen Teilstücken zusammengesetzt, wobei Segmente aus isolierendem Material (Plexiglas) und Metall (Messing) aufeinanderfolgen. Die scheibenförmigen Isolierungssegmente haben eine Höhe von 0.4 mm, und ihr Durchmesser wurde so gewählt, daß

sie von den Metallsegmenten nahezu vollständig abgeschirmt wurden. Die Distanzstücke werden als Halterung für 7 äquidistante Metalldrähte benutzt, die parallel zu den Platten um den Analysatorzwischenraum gespannt sind. Die Analysatorplatten und die Metalldrähte sind über einen Spannungsteiler miteinander verbunden. Mit dieser Anordnung wird eine wesentliche Erhöhung der Homogenität des elektrischen Feldes im Analysatorzwischenraum erreicht. Der Aufbau der Distanzstücke bietet ferner den Vorteil, daß die Menge des isolierenden Materials im Analysatorraum auf ein Minimum reduziert werden konnte und damit die Störungen durch die Aufladungseffekte zu vernachlässigen waren.

Vor der Eintrittsblende ist ein zylindrischer Kollimator an der Analysatorplatte angebracht. Am vorderen Ende des Kollimators befindet sich eine Blende von 3 mm Länge und 2 mm Breite ("Länge" und "Breite" entsprechen der Eintrittsblende am Analysator). Der Kollimator ist von der Analysatorplatte isoliert, um eine Vorbeschleunigung der Elektronen zu ermöglichen. Diese erfolgt in einem homogenen Feld zwischen zwei Metallnetzen im Kollimator (siehe Abb. 2).
Hinter der Austrittsblende an der Analysatorplatte befindet sich ein weiterer zylindrischer Kollimator, der zu der Multiplierhalterung führt. Der Austrittskollimator ist mit der Analysatorplatte elektrisch verbunden und von der Multiplierhalterung isoliert. Der Kollimator enthält drei Metallnetze, wovon das der Austrittsblende zugewandte Netz mit dem Kollimator elektrisch verbunden ist, während die anderen beiden Netze zwar untereinander verbunden, jedoch vom Kollimator isoliert sind.
Im allgemeinen wurde dieses System verwendet, um Untergrund-Elektronen am Durchgang zum Multiplier zu hindern. Die in den beiden Kollimatoren verwendeten Metallnetze haben eine Drahtstärke von 1/100 mm und eine Maschenweite von 0.5 mm. Damit beträgt die Transparenz eines Netzes 96 %. Die Transparenz des Systems der insgesamt 5 Netze beträgt 81 %.

Unmittelbar im Anschluß an die Diskriminatornetze des Austrittskollimators befindet sich die erste Dynode des offenen Elektronenmultipliers, der zum Nachweis der Delta-Elektronen verwendet wurde.
Das Analysatorsystem ist größtenteils von einer Metallabschirmung umgeben (siehe Abb. 2), das folgende Aufgaben hat. Zum einen ist eine elektrische Abschirmung der Teile des Analysators, an die eine Spannung angelegt ist, erforderlich, da die Streukammer und insbesondere der Streuraum frei von elektrischen Störfeldern gehalten werden muß. Zum anderen muß der Analysator abgeschirmt werden, um zu verhindern, daß die Elektronen auf einem anderen Weg als durch den Eintrittskollimator zum Multiplier gelangen und die Untergrundzählrate erhöhen.
Wie im Abschnitt 1.1 beschrieben wurde, stellte die Untergrundzählrate in der vorliegenden Arbeit ein spezielles Problem dar. Die Öffnungen im Spektrometer, die zum Evakuieren des Systems erforderlich sind, müssen so angebracht werden, daß ein Eindringen von Elektronen verhindert wird.
Die Evakuierung des Eintrittskollimators erfolgt durch die Kollimator-Eintrittsblende. Die Evakuierung des Analysatorinnenraums erfolgt durch eine Öffnung in der Analysatorabschirmung an der Rückseite des Spektrometers (siehe Abb. 2). Diese Öffnung ist durch ein Metallnetz abgeschirmt, das sich auf einem elektrisch negativen Potential befindet und das die Elektronen vom Eintreten in den Analysatorraum zurückhält.
Die Evakuierung des Austrittskollimators und des Multipliers ist besonders kritisch. Da sich die erste Dynode des Multipliers auf einem positiven Potential von etwa 400 V befindet, wird nahezu jedes Elektron, das in den Austrittskollimator gelangt, zum Multiplier beschleunigt und einen Zählimpuls auslösen. Es mußten daher Öffnungen im Austrittskollimator vermieden werden, insbesondere, da die Abschirmung durch die negativen Metallnetze im vorliegenden Fall nicht ausreichend ist. Die Evakuierung wird durch Löcher in der Multiplierhalterung vor-

genommen, und zwar in der Höhe der Multiplier-Anode. Die Elektronen, die durch die Löcher in die Multiplierhalterung eintreten, werden auf die positive Anode (etwa 3 kV) beschleunigt und verlieren dort durch den Aufprall so viel Energie, daß sie nicht mehr in der Lage sind, das Gegenfeld bis zur ersten Dynode zu überwinden. Voraussetzung für dieses Verfahren ist es, daß die Glaswandung des Multipliers vollständig entfernt wird.
Durch diese spezielle Anordnung der Entgasungslöcher und die zusätzliche Verwendung der oben beschriebenen Diskriminatornetze im Austrittskollimator konnte die Untergrundzählrate auf einige Ips - bei einer Meßzählrate von 10 - 10^4 Ips - reduziert werden.
Wie bereits erwähnt, werden niederenergetische Elektronen durch geringfügige elektrische Störfelder beeinflußt. Diese Störfelder können durch Aufladungen einerseits an Isolatoren als auch an verunreinigten oder oxydierten Metalloberflächen auftreten. Demzufolge wurde bei der Konstruktion des Elektronenspektrometers darauf geachtet, daß die Abmessung von Isolatoren im Analysatorinnenraum auf ein Minimum reduziert wurde. Ferner wurden alle Metallteile des Analysators vergoldet und zum Teil zusätzlich von Zeit zu Zeit mit einer Graphitemulsion besprüht.

Das Spektrometer ist auf einem um die Kammerachse konzentrischen Zahnkranz montiert, der sich mit Hilfe einer Drehdurchführung von außen bewegen läßt. Dadurch kann der Analysator um das Streuzentrum geschwenkt werden. Der Winkelbereich, den der Analysator erfaßt, ist nahezu 360°. Ausgenommen ist der Winkelbereich, in dem der Analysator an das Ionenstrahlrohr stößt (Rückwärtswinkel) bzw. in dem der Analysator den Ionenstrahl schneidet (Vorwärtswinkel). Es ist eine Winkelvariation zu beiden Seiten des Ionenstrahls in den Grenzen von 18° bis 157° möglich. Im Hinblick auf die Messung der Delta-Elektronen sind die beiden gegenüberliegenden Winkelbereiche aus Symmetriegründen identisch. Durch Messung in zwei identischen Winkelstellungen konnte jeweils die Justierung der Apparatur überprüft werden.

1.6 Die monoenergetische Elektronenquelle

Zur Eichung des Elektronenspektrometers wurde eine monoenergetische Elektronenquelle konstruiert. Ziel der Eichung war es, die Kenngrößen des Spektrometers, wie das Energieauflösungsvermögen und den Eichfaktor des Spektrometers (Verhältnis von Gegenfeldspannung zu Energie der gemessenen Elektronen) zu ermitteln.

Ferner wurde angestrebt, mit Hilfe der Elektronenquelle Kenngrößen wie die Empfindlichkeit des Multipliers, die Transparenz des Spektrometers und das vom Spektrometer erfaßte Energieintervall zu messen. Diese Größen lassen sich durch den Begriff der Empfindlichkeit des Spektrometers zusammenfassen, die im allgemeinen relativ schwierig zu bestimmen ist. Die einzelnen Kenngrößen sind von der Geometrie der Meßanordnung abhängig. Zum Beispiel ändert sich der erfaßte Raumwinkel mit einer Verschiebung des Entstehungsortes der Elektronen und das erfaßte Energieintervall mit dem Winkel, unter dem die Elektronen in das Spektrometer eintreten. Demnach wurde bei der Konstruktion der Elektronenquelle versucht, die Verhältnisse, wie sie bei der Messung der Delta-Elektronen auftreten, zu simulieren. Das Meßverfahren wird im Abschnitt 2.2 ausführlich beschrieben, und es soll an dieser Stelle nur so weit erklärt werden, als es zum Verständnis der vorliegenden Elektronenquelle notwendig ist.
Die Delta-Elektronen treten aus dem Streuraum in alle Richtungen des 4π-Raumwinkels aus und bewegen sich bis zum Eintritt in das Spektrometer auf geradlinigen Bahnen. Die Schwierigkeit bei der Verwendung der Elektronenquelle besteht darin, daß bei einer Beschleunigung der Elektronen im allgemeinen Abweichungen von der geradlinigen Bahn auftreten. Eine vollständige Simulation des Delta-Elektronen-Experimentes kann nur dann erreicht werden, wenn die Elektronen in einem kugelsymmetrischen Feld beschleunigt werden, wobei die Elektronen in einem relativ kleinen Bereich im Zentrum entstehen müssen.

Eine solche Konstruktion der Elektronenquelle wurde in der vorliegenden Arbeit versucht. Sie führte aber nicht zu den gewünschten Ergebnissen, da der Elektronenemitter (elektrisch geheizter Wolframdraht) nicht hinreichend klein gegenüber dem Kugelradius (22 mm = Abstand Streuraum-Eintrittskollimator) gemacht werden konnte. Ferner bewirkten die elektrischen Zuleitungen zum Heizdraht Abweichungen von dem radialen Feldverlauf.
Diese Schwierigkeiten konnten zum Teil mit der Konstruktion einer Elektronenquelle zylindrischer Symmetrie überwunden werden. Dadurch wurde auf eine vollständige geometrische Übereinstimmung mit den Delta-Elektronen-Experimenten verzichtet. Wegen der einfachen symmetrischen Bauweise der Elektronenquelle konnten die Änderungen jedoch rechnerisch berücksichtigt werden (siehe Abschnitt 2.2).

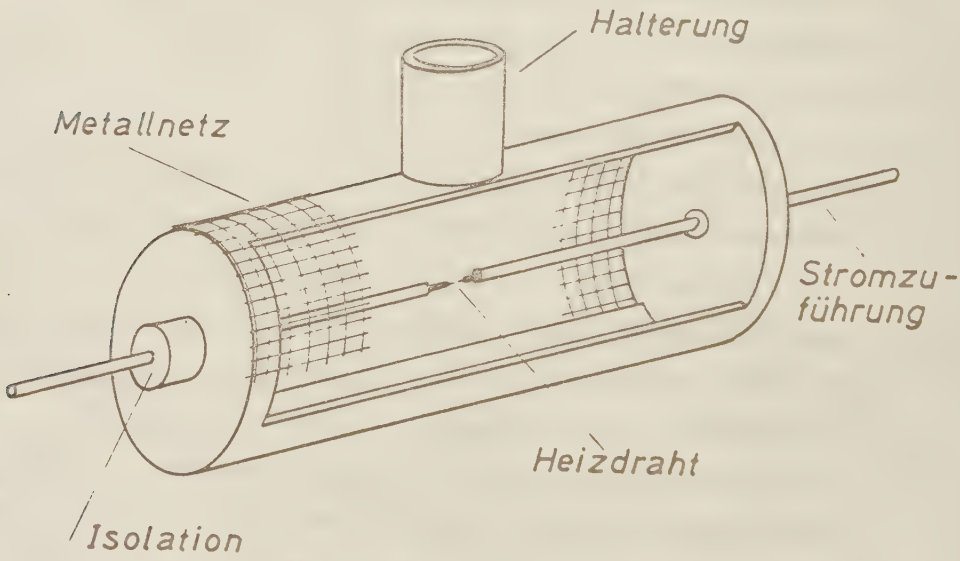


Abb. 3: Die Elektronenquelle

Die Elektronenquelle besteht aus einem Metallrahmen von zylindrischer Geometrie, um den ein Metallnetz gespannt ist (Abb. 3). Die Länge des Zylinders beträgt 100 mm und der Durchmesser 44 mm. Durch die Seitenwände

sind zwei Elektroden elektrisch isoliert bis nahe zum Zylindermittelpunkt geführt und mit einem Wolframdraht verbunden. Der Heizdraht wurde hinsichtlich Dicke und Material unter dem Gesichtspunkt ausgewählt, den Spannungsabfall über dem Drahtwiderstand klein zu halten, da sich aus diesem die Energieschärfe der emittierten Elektronen ergibt. Ein Wolframdraht aus einer 12 V-Taschenlampenbirne, der auf 2 mm verkürzt wurde, zeigte sich am geeignetsten. Um störende Aufladungseffekte zu vermeiden, wurden die Metallteile der Elektronenquelle vergoldet. An der Zylinderwand ist ein Rohr angebracht, das über das Gaszuleitungsrohr der Molekularstrahlquelle geschoben werden kann.
Zur Eichmessung wird die Elektronenquelle an der Molekularstrahlapparatur befestigt. Mit Hilfe der Justiervorrichtung der Molekularstrahlapparatur wird der Heizdraht vor dem Eintrittskollimator des Elektronenspektrometers ausgerichtet. Im justierten Zustand befindet sich der Heizdraht am Ort des Streuraums bei den Delta-Elektronen-Experimenten, und die Symmetrieachse der Elektronenquelle und des Eintrittskollimators stehen senkrecht aufeinander.
Zum Betrieb der Elektronenquelle wird an den Heizdraht eine Spannung von etwa 1 V gelegt. Das entspricht einem Heizstrom von etwa 80 mA. Zur Beschleunigung der Elektronen, die vom Heizdraht emittiert werden, befindet sich der Zylinderrahmen auf Massepotential (ebenso wie der Eintrittskollimator) und der Heizfaden auf einem negativen Potential, das der Energie der Elektronen bei Austritt aus der Quelle entspricht.

1.7 Die Justierung der Meßapparatur

Bei der Konstruktion der vorliegenden Meßapparatur erwies es sich als notwendig, eine Justierung des Gesamtsystems vorzunehmen. Es gibt im wesentlichen drei Bestandteile der Apparatur, deren Positionen relativ

zueinander definiert sein müssen: Das Elektronenspektrometer, die Molekularstrahlapparatur und das Blendensystem für den Ionenstrahl. Wie in vorhergehenden Abschnitten beschrieben wurde, sind diese Apparaturen an verschiedenen Teilen der Streukammer befestigt, und zwar an dem Deckel, dem Boden und der Wand der Kammer. Da bereits diese Bauteile gewisse Toleranzen aufweisen, die eine hinreichende Ausrichtung der Meßapparatur von vornherein nicht gewährleisten, mußte eine Justierung nach Fertigstellung der Meßapparatur erfolgen.

Die wichtigste Bezugsgerade innerhalb des Meßsystems ist die Achse des Zahnkranzes, auf dem das Elektronenspektrometer befestigt ist. Die Montage des Spektrometers hat so zu erfolgen, daß die Achse des Eintrittskollimators des Spektrometers diese Hauptbezugsachse schneidet (keine Horizontalabweichung). Ferner sollte gewährleistet sein, daß die Kollimatorachse in verschiedenen Winkelstellungen des Spektrometers immer durch den gleichen Punkt auf der Zahnkranzachse verläuft (keine Vertikalabweichung). Dieser Punkt soll im folgenden Systemmittelpunkt genannt werden.
Die Justierung des Blendensystems für den Ionenstrahl und die Molekularstrahlapparatur hat so zu erfolgen, daß die Verbindungsgerade durch Blende 2 und 6 und die Achse der Molekularstrahldüse durch den Systemmittelpunkt verläuft. In allen diesen Fällen ist eine gewisse Winkelstellung der verschiedenen Achsen zueinander einzuhalten, die sich aus der Geometrie der Apparatur ergibt und die nicht im einzelnen beschrieben werden soll. Gewisse Abweichungen von den vorgeschriebenen Winkelstellungen sind nicht so kritisch. Sie führen in den meisten Fällen zu einem geringfügigen Fehler in der Bestimmung der Winkelstellung des Spektrometers zum Ionenstrahl.

Zur Justierung der Meßapparatur wurden in bzw. auf das Ionenstrahlrohr, die Molekularstrahldüse und den Eintrittskollimator des Spektrometers konisch zu einer

Spitze auslaufende zylindrische Stäbe ein- bzw. aufgesetzt. Die einzelnen Bauteile wurden so zueinander ausgerichtet, daß die drei Spitzenpunkte der Justierstäbe zusammenfielen. Im Fall des Elektronenspektrometers wurde dieser Versuch in unterschiedlichen Winkelstellungen wiederholt. Insgesamt ergaben sich dabei Abweichungen in der Lage der Spitzen von höchstens 3/10 mm. Diese Übereinstimmung wurde als ausreichend betrachtet.
Die beschriebene Justierung gewährleistet, daß sich die Achse des Eintrittskollimators, der Molekularstrahldüse und des Ionenstrahlrohrs schneiden und damit den Systemmittelpunkt definieren.
Im Anschluß an diese Justierung wurde die Blende 6 relativ zum Ionenstrahlrohr ausgerichtet. Mittels einer Verlängerung des Ionenstrahlrohrs bis zur Blende 6 wurde diese so angeordnet, daß die Achse des Ionenstrahlrohrs durch die Blende 6 verläuft.
Es bleibt zu erwähnen, daß die Molekularstrahlapparatur beweglich konstruiert wurde, so daß eine Justierung der Molekularstrahldüse zum Ionenstrahl möglich ist (siehe dazu Abschnitt 1.4). Wie sich jedoch bei den Messungen herausstellte, ist diese Justierung von untergeordneter Bedeutung, da die Ausdehnung des Molekularstrahls relativ groß ist gegen den Durchmesser des Ionenstrahls.
Unabhängig von der zuvor beschriebenen Ausrichtung des Meßsystems innerhalb der Streukammer, zeigte sich die Notwendigkeit, die Streukammer zum Beschleunigersystem zu justieren. Da von Zeit zu Zeit gewisse Versetzungen im Ionenstrahl auftreten, wurde die Streukammer auf einer Justiervorrichtung gelagert, die die Bewegung der Kammer relativ zum Ionenstrahl ermöglicht. Ziel dieser Justierung ist es, die Streukammer so auszurichten, daß der Ionenstrahl die Blenden 2 und 6 ohne nennenswerte Verluste passiert. Dazu ist es erforderlich, daß das gesamte Meßsystem in vier voneinander unabhängige Richtungen justierbar ist. Die Justiervorrichtung wurde so konstruiert, daß die Kammer um zwei Achsen parallel zur Kammerachse durch die Blenden 2 und 6 gedreht werden kann. Dadurch lassen

sich Blende 2 und 6 unabhängig voneinander horizontal gegen den Ionenstrahl bewegen. Ferner sind zwei Drehbewegungen möglich um Achsen senkrecht zu Ionenstrahl und der Kammerachse durch einen Punkt senkrecht unter der Blende 2 und 6 in der Höhe des Kammerbodens. Dadurch lassen sich Blende 2 und 6 nahezu unabhängig voneinander vertikal gegen den Ionenstrahl bewegen. Die Justierung von Blende 2 und 6 ist reproduzierbar auf etwa 2/10 mm.

Im Hinblick auf die Messung der Delta-Elektronen gibt es eine Reihe von Testmöglichkeiten, mit denen sich die Justierung der gesamten Meßapparatur kontrollieren läßt. Durch die Messung der Delta-Elektronen in paarweise identischen Winkelstellungen des Spektrometers (gleicher Azimutalwinkel) lassen sich Horizontalabweichungen des Spektrometers überprüfen.
Eine weitere Testmöglichkeit besteht darin, die Delta-Elektronen mit und ohne Molekularstrahl bei gleichem Meßgasdruck in der Kammer zu messen. Die Differenz der Zählraten ergibt den Beitrag, den der Molekularstrahl zum Meßeffekt leistet. Dieser Beitrag ist i. A. für unterschiedliche Winkelstellungen des Elektronenspektrometers verschieden, jedoch gibt es für diesen Fall zusätzlich zu den beiden oben beschriebenen identischen Winkelstellungen zwei weitere, die zu 90° symmetrisch sind. Das Meßverfahren wird in Abschnitt 2.3 in einem anderen Zusammenhang ausführlicher beschrieben. Es ermöglicht eine Kontrolle über die Lage der Molekularstrahldüse relativ zum Systemmittelpunkt.

Zur Höhenjustierung des Elektronenspektrometers gibt es eine Testmöglichkeit, die darin besteht, die Streukammer mittels der Kammerjustierung in der Höhe zu verstellen. Dadurch wird der Ionenstrahl vor dem Eingangskollimator des Elektronenspektrometers in der Höhe bewegt. Die Blende 2 und insbesondere die Blende 6 sind in ihren Abmessungen so ausgelegt, daß eine derartige Bewegung für einige Zehntel Millimeter möglich ist.

Alle hier beschriebenen Kontrollen haben ergeben, daß ein möglicher Justierungsfehler im Hinblick auf die Messung der Delta-Elektronen im Bereich der übrigen Fehler der Messung liegt.

1.8 Die Meßelektronik und die Datenerfassung

Da im Rahmen der vorliegenden Messungen eine Vielzahl von experimentellen Daten zu erwarten war, wurde die Datenaufnahme mit Hilfe von elektronischen Geräten automatisiert.
In Abb. 4 ist das elektronische Meßverfahren schematisch dargestellt. Die Meßelektronik nimmt die Zählrate der durch den Ionenstrom im Meßgas ausgelösten Delta-Elektronen in Abhängigkeit von der Elektronenenergie auf und berücksichtigt dabei mögliche Schwankungen in der Ionenstrahlintensität. Das Meßsystem besteht im wesentlichen aus zwei "Kanälen", über die die Elektronenspektren von einem im Multiscaler-Mode arbeitenden Vielkanalanalysator aufgenommen und gespeichert werden. Über die beiden Kanäle erfolgt die Steuerung der Y-Achse (Zählimpulse) des Vielkanalanalysators durch die Delta-Elektronen und der X-Achse (Elektronenenergie) durch den Ionenstrom.
Im folgenden wird die Meßelektronik im einzelnen beschrieben.

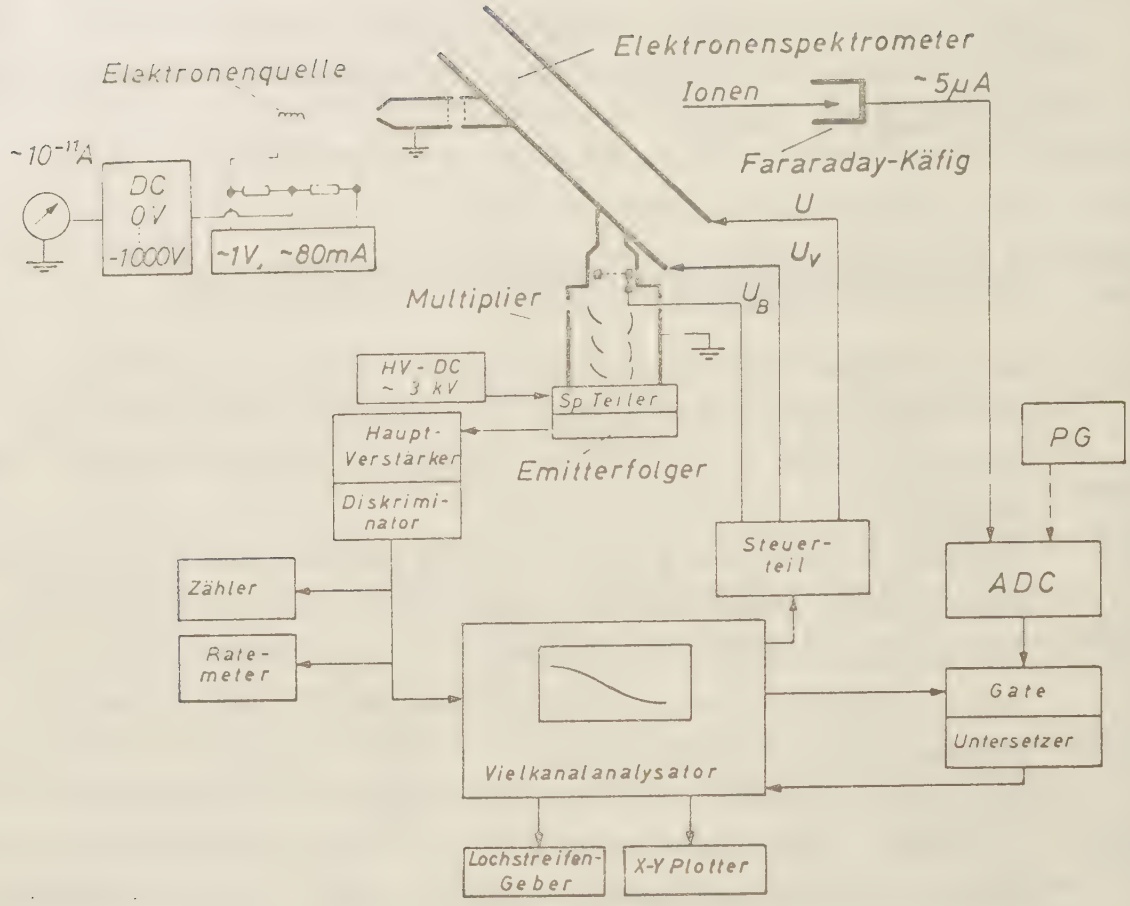


Abb. 4: Die Meßelektronik

Die Steuerung der Y-Achse geht vom Elektronenmultiplier aus, durch den die Messung der Delta-Elektronen erfolgt. Ein Hochspannungsgerät versorgt die Anode des Elektronenmultipliers mit einer positiven Spannung von etwa 3 kV. Ein Spannungsteiler, der sich unmittelbar am Multipliersockel befindet, ist mit dem 15-Dynodensystem des Multipliers verbunden. Die Dynode, auf die die Meßelektronen auftreffen (1. Dynode), liegt auf einem Potential von etwa + 400 V, so daß die auftreffenden Elektronen eine Energie von mindestens 400 eV besitzen. Am 10 kΩ Arbeitswiderstand des Multipliers, der einen Verstärkungsfaktor von einigen 10^5 besitzt, löst ein auf die 1. Dynode treffendes Meßelektron einen Spannungsimpuls von einigen Millivolt aus. Ein Emitterfolger, der ebenfalls unmittelbar am Multipliersockel angebracht ist, ver-

stärkt den Impuls um den Faktor 4 und setzt die hochohmige Impedanz des Systems auf 50 Ω herab. Die Signale werden über eine Vakuumstromdurchführung außerhalb der Streukammer auf einen Hauptverstärker (Fa. Nuclear Enterprise, Typ NE 5259) gegeben und dort um das 200fache verstärkt. Ein Impulsdiskriminator (Fa. Nuclear Enterprise, Typ NE 5159A) unterdrückt die Rauschimpulse und wandelt die Multiplierimpulse in - 6 V Einheitsimpulse von 200 nsec Dauer um. Die digitalen Impulse werden zu einem Zähler und einem Ratemeter geleitet. Ebenfalls an den Diskriminator angeschlossen ist der Multiscaler-Eingang eines Vielkanalanalysators (Fa. Nuclear Data, Typ ND130A).

Die Steuerung der X-Achse des Vielkanalanalysators geht von dem Faradaykäfig aus, der für die Messung des Ionenstroms vorgesehen ist. Der Ionenstrom (einige µA) wird auf den Eingang eines Strom-Frequenz-Wandlers gegeben, der Einheitsimpulse mit einer Konversionsfrequenz von 10 kHz/ µA liefert. Die Impulse werden über ein Impuls-Gate und einen Zähluntersetzer zum Advance-Eingang des Vielkanalanalysators geleitet und bewirken dort die Kanalfortschaltung. Da der Vielkanalanalysator eine relativ große Totzeit besitzt (auch im Multiscaler-Betrieb durchläuft der Vielkanalanalysator zur Verarbeitung eines Zählimpulses einen Memory-Cycle), wurde der Eingang des Zähluntersetzers während der Verarbeitung eines Multiplierimpulses mit Hilfe eines Gate geschlossen. Damit wird die Totzeit des Vielkanalanalysators (etwa 60 µsec) berücksichtigt. Durch die zuvor beschriebene Anordnung erfolgt die Steuerung der X-Achse des Vielkanalanalysators durch den Ionenstrom.
Um eine Verbindung der X-Achse des Vielkanalanalysators mit der Energie der gezählten Delta-Elektronen herzustellen, ist eine Steuerung der Gegenfeldspannung am Elektronenspektrometer durch den Vielkanalanalysator vorgesehen. Der Vielkanalanalysator besitzt einen Analogausgang, dessen Signal der Kanalzahl proportional ist,

in dem die Multiplierimpulse gezählt werden. Das Analogsignal (0 - 4 V entsprechen 0 - 512 Kanäle) wird von einem Steuerteil (HMI, Spezialanfertigung) verstärkt. Das Steuerteil besitzt eine Reihe von Analogausgängen, deren Signale dem Eingangssignal proportional sind und unabhängig voneinander variiert werden können. Angeschlossen an die Analogausgänge sind die Gegenfeldplatte des Elektronenspektrometers und das Diskriminatornetz im Ausgangskollimator (siehe dazu Abschnitt 1.5). Unabhängig vom Eingangssignal liefert das Steuerteil eine konstante Spannung für die Innenplatte des Elektronenspektrometers, um eine Vorbeschleunigung der Elektronen zu ermöglichen (Abschnitt 2.5).
Das zuvor beschriebene elektronische Meßsystem ermöglicht eine automatische Aufnahme der Energiespektren der Delta-Elektronen. Jeder Punkt des Spektrums entspricht der Anzahl der Zählimpulse in einem Kanal des Vielkanalanalysators bei einer festen Gegenfeldspannung am Elektronenspektrometer bzw. einer festen Elektronenenergie. Die Zähldauer pro Kanal entspricht der Zeit für die Integration des Ionenstroms, die benötigt wird, um einen bestimmten fest vorgegebenen Ladungswert zu erreichen.

Zur Eichung des Elektronenspektrometers wird die Meßanordnung etwas modifiziert. In diesem Fall wird an dem Ort, an dem sich bei der Messung der Delta-Elektronen der Streuraum befindet, eine Elektronenquelle angebracht (siehe dazu Abschnitt 1.6). Der Elektronen-Emissionsstrom (10^{-10} - 10^{-12} A) wird mit Hilfe eines Pico-Amperemeters gemessen. Im Fall der Eichmessung entfällt der Ionenstrom. Die Kanalfortschaltung am Vielkanalanalysator erfolgt in festen Zeitintervallen mit Hilfe eines Impulsgenerators, der wahlweise an das Impuls-Gate angeschlossen werden kann (siehe Abb. 4). In diesem Fall muß kontrolliert werden, daß der Elektronen-Emissionsstrom während der Messung konstant ist.

Um aus den gemessenen Elektronenspektren die gesuchten Ionisierungs-Wirkungsquerschnitte zu erhalten, ist eine gewisse Auswerterechnung (siehe Abschnitt 3.2) erforderlich. Die Elektronenspektren wurden deshalb vom Vielkanalanalysator auf Lochstreifen übertragen und an digitalen Rechenanlagen weiterverarbeitet.

2 Die Vorversuche

2.1 Der Elektronen-Multiplier

Zur Messung der Delta-Elektronen wurde in der vorliegenden Arbeit ein offener Elektronen-Multiplier benutzt (Fa. EMI, Typ 9603). Er besitzt 15 Dynoden und kann mit einer Hochspannung im Bereich von 2.5 - 4.0 kV betrieben werden. Bei den vorliegenden Messungen betrug die Hochspannung etwa 3 kV. Der entsprechende Verstärkungsfaktor ist von Multiplier zu Multiplier verschieden. Bei einer Hochspannung von 3 kV beträgt et etwa $5 \cdot 10^5$.
Die elektrischen Spannungsimpulse, die durch Auftreffen eines Elektrons auf die erste Dynode über dem Arbeitswiderstand ausgelöst werden, betragen einige Millivolt. Die Impulse konnten am Ausgang des in Abschnitt 1.8 beschriebenen Emitterfolgers gemessen werden. Die Impulshöhe ist in einem weiten Bereich statistisch verteilt. Sie steigt nur wenig mit wachsender Energie der gemessenen Elektronen an, so daß an eine direkte Messung der Elektronenenergie durch den Multiplier nicht gedacht werden kann. Die Impulsdauer wird im wesentlichen durch die Kapazitäten im Kabel zwischen Multiplier und Emitterfolger bestimmt. Sie beträgt etwa 300 nsec.

Von der Herstellerfirma wird angegeben, daß die Ausbeute des Multipliers konstant ist für Elektronenenergien von etwa 400 - 2000 eV und außerhalb dieses Bereiches abnimmt. Diese Angaben konnten durch folgenden Versuch bestätigt werden. Das Elektronen-Spektrometer wurde so eingestellt, daß 100 eV-Elektronen die Austrittsblende verlassen. In dieser festen Einstellung wurde die Zählrate des Multipliers in Abhängigkeit von der Spannung an der 1. Dynode aufgenommen. (Die Spannung an der Anode wurde entsprechend miterhöht, so daß die Multiplierhochspannung konstant gehalten wurde.) Die 100 eV-Elektronen erfahren eine Nachbeschleunigung, und es konnte

die relative Ausbeute des Multipliers in Abhängigkeit von der Energie der auftreffenden Elektronen gemessen werden. Durch dieses Verfahren wurde die Konstanz der Ausbeute bis etwa 1500 eV nachgewiesen. Unterhalb von etwa 350 eV nimmt die Ausbeute jedoch stark ab.
Bei den vorliegenden Experimenten wurden die Delta-Elektronen um etwa 400 eV nachbeschleunigt, indem an die erste Dynode eine entpsrechende Spannung gelegt wurde. (Die Angaben über die Multiplierhochspannung beziehen sich jeweils auf diesen Wert.)

Der Multiplier ist bei Lieferung durch ein Glasgehäuse verschlossen, in dem sich ein Schutzgas befindet. Vor Einbau in die Meßapparatur wurde die Glaswandung des Multipliers an Luftatmosphäre entfernt. Die Einwirkung von Luft - insbesondere des Sauerstoffes - ändert die Verstärkung und die Ausbeute des Multipliers. Diese Änderung ist von Multiplier zu Multiplier verschieden. Die Erfahrungen während der Experimente haben ergeben, daß sich die Verstärkung um etwa den Faktor 2 und die Ausbeute um etwa 10 % verringern, wenn sich der Multiplier etwa eine Stunde an Luft befindet. Jedoch können auch starke Abweichungen von diesen Angaben auftreten. Im allgemeinen wurden geöffnete und nicht benutzte Multiplier in einem Vakuumrezipienten gelagert. Für die Ausbeute des Multipliers wird von der Herstellerfirma ein Wert von 0.9 - 1.0 Impulse pro Elektron angegeben. Dieser Wert wird durch die im folgenden Abschnitt beschriebenen Messungen bestätigt.

2.2 Die Eichung des Elektronenspektrometers

Ziel der Eichmessung ist es, die verschiedenen Kenngrößen des Elektronenspektrometers zu bestimmen. Die Messung wurde mit Hilfe der monoenergetischen Elektronenquelle durchgeführt, die im Abschnitt 1.6 im einzelnen beschrieben wird. Die Meßergebnisse werden im Rahmen einer Theorie für das Spektrometer (siehe Anhang) diskutiert und zur Berechnung weiterer Kenngrößen verwendet.

Die von einem elektrisch geheizten Glühfaden emittierten Elektronen werden in einem Feld von zylindrischer Geometrie beschleunigt. Die Energie der Elektronen entspricht der Beschleunigungsspannung zwischen dem Glühfaden und dem Metallnetz, durch das die Elektronen in den Eintrittskollimator des Spektrometers eintreten. In Abb. 5 sind die Verteilungen dargestellt, wie man sie bei der Messung mit monoenergetischen Elektronen erhält. Dabei ist die Zählrate der Elektronen in Abhängigkeit von der Gegenfeldspannung U am Spektrometer für verschiedene Elektronenenergien E aufgenommen. Die Gegenfeld- und die Beschleunigungsspannung sind mit digitalen Voltmeters auf 0.1 % genau bestimmt worden. Der Emissionsstrom der Elektronen vom Glühdraht ist dabei konstant. Er beträgt $0.95 \cdot 10^{-11}$ A.

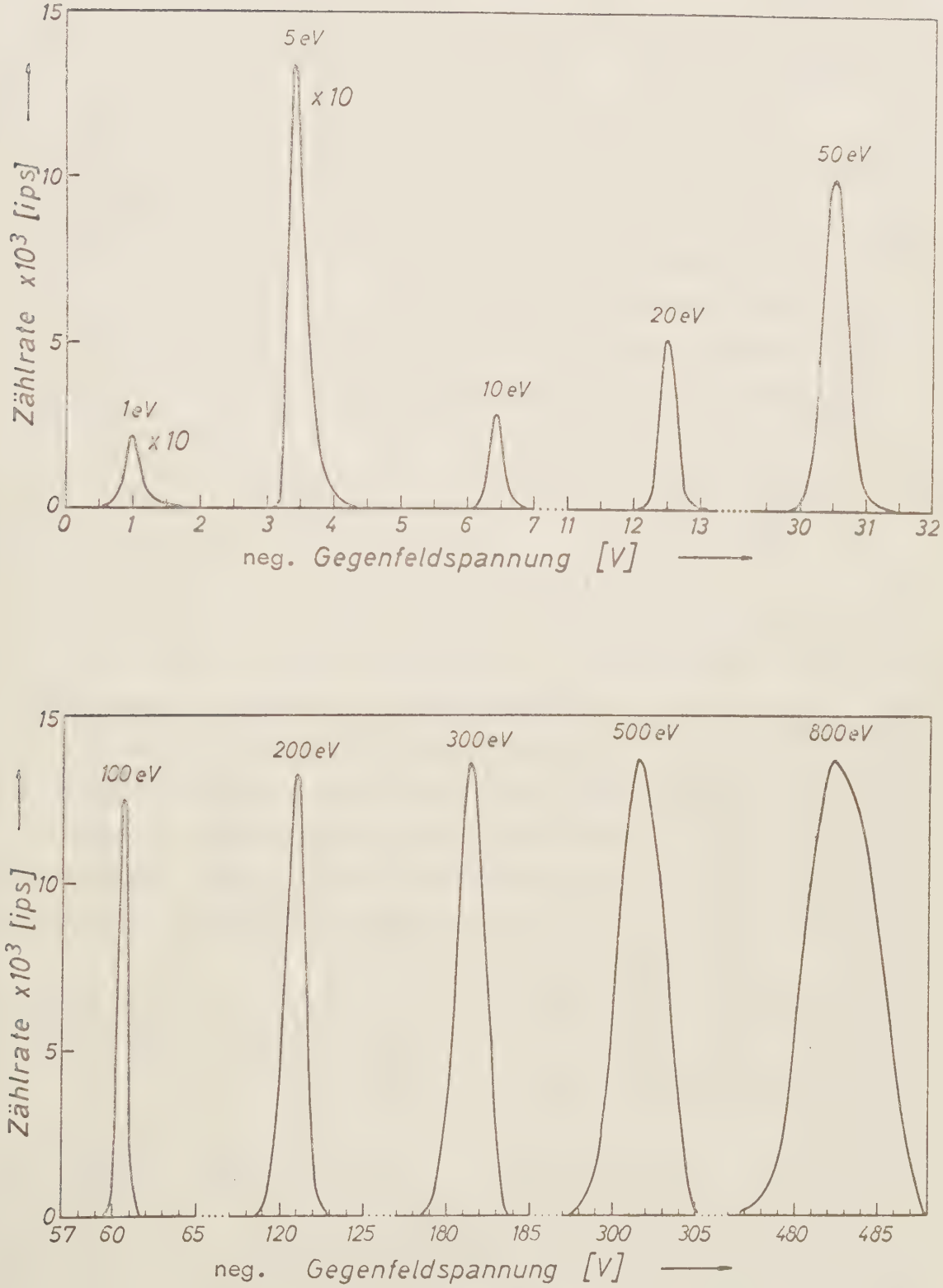


Abb. 5: Die Messung monoenergetischer Elektronen mit dem Spektrometer

Tabelle 1:

E(eV)	U_{ex}(V)	U_{th}(V)	ΔU_{ex}(V)	ΔU_{th}(V)	Z_{ex} (1/sec)	Z_{th} (1/sec)
1	-1.00	-1.00	0.29	0.30	$0.21 \cdot 10^3$	$0.3 \cdot 10^3$
5	-3.41	-3.42	0.28	0.30	$1.3 \cdot 10^3$	$1.5 \cdot 10^3$
10	-6.45	-6.43	0.30	0.305	$2.8 \cdot 10^3$	$3.0 \cdot 10^3$
20	-12.5	-12.45	0.40	0.33	$5.2 \cdot 10^3$	$5.5 \cdot 10^3$
50	-30.6	-30.5	0.55	0.45	$10 \cdot 10^3$	$10 \cdot 10^3$
100	-60.5	-60.7	0.75	0.73	$12 \cdot 10^3$	$12 \cdot 10^3$
200	-121.0	-121.0	1.3	1.35	$13 \cdot 10^3$	$13.5 \cdot 10^3$
300	-181.6	-181.3	2.0	2.0	$14 \cdot 10^3$	$14 \cdot 10^3$
500	-301.2	-301.5	3.3	3.3	$14 \cdot 10^3$	$14 \cdot 10^3$
800	-483	-482.5	5.2	5.3	$14 \cdot 10^3$	$14 \cdot 10^3$

Im folgenden werden die Kenngrößen des Spektrometers anhand der vorliegenden Kurven bestimmt.
Gemäß der Eichgleichung (5) im Anhang ist das Verhältnis von Gegenfeldspannung und Beschleunigungsspannung konstant. In Tabelle 1 sind die Elektronenenergien und die Gegenfeldspannung im Maximum der entsprechenden Verteilungen in Spalte 1 und 2 gegenübergestellt.
Wie man sieht, ist E und U nicht proportional, vielmehr läßt sich ein U_{th} in guter Übereinstimmung mit U_{ex} nach folgender Gleichung berechnen (Spalte 3)

$$-U_{th} = 0.603\ E + 0.40 \qquad \text{(U in V und E in eV)}$$

Die Gleichung zeigt, daß eine Verschiebung der gemessenen Gegenfeldspannung vorliegt. Die Herkunft dieser Verschiebung konnte nicht ganz geklärt werden. Sie ist wahrscheinlich auf Thermospannungen (Heizdraht) und Kontaktpotentiale zurückzuführen, denn der Betrag schwankte nach Umbauten am Spektrometer. Diese Spannungsverschiebung kann bei Elektronen mit Energien größer als etwa 10 eV vernachlässigt werden. Sie

wurde bei den Experimenten mit Delta-Elektronen nicht berücksichtigt. Die obige Gleichung zeigt ferner, daß der gemessene Eichfaktor von 0.603 mit dem theoretischen von 0.602 (siehe Anhang) auf 0.2 % übereinstimmt.
Das Auflösungsvermögen des Spektrometers läßt sich aus den Halbwertsbreiten derjenigen Verteilungen entnehmen, bei denen die Energiestreuung der Elektronen klein ist gegen die Halbwertsbreite (E = 500 und 800 eV). Wegen der linearen Abhängigkeit von E und U ist $\Delta E/E = \Delta U/U$, so daß das Auflösungsvermögen gleich der Halbwertsbreite der vorliegenden Verteilungen, bezogen auf die entsprechende Gegenfeldspannung des Maximums ist. Nach Tabelle 1 Spalte 4 und E = 500 bzw. 800 eV erhält man für das Auflösungsvermögen $A = 1.08 \cdot 10^{-2} \pm 10$ %. Die Annahme von 10 % Fehler beruht auf den Erfahrungen mit der Reproduzierbarkeit der Peakbreiten.

Im Anhang wird für den Fall der zu vernachlässigenden Energiestreuung der Elektronen die Form der Verteilungen berechnet. (Wegen der linearen Abhängigkeit von E und U ist die Verteilung im Anhang, Abb. A 2, die über E aufgetragen ist, bis auf einen Skalenfaktor direkt auf den vorliegenden Fall zu übertragen.) Danach wäre für die 500- und 800 eV-Verteilungen eine trapezförmige Kurve zu erwarten, deren Dachlänge etwa 30 % der Basislänge beträgt. Diese Form liegt in etwa vor.
Zum Verständnis der relativen Peakbreiten und -höhen muß die Energieunschärfe der Elektronen berücksichtigt werden. Nimmt man für die Energieverteilung der Elektronen und für die 500- und 800 eV-Meßkurven näherungsweise Gaußverteilungen an, so läßt sich die Peakbreite nach folgender allgemein bekannter Formel berechnen:

$$\Delta U_{th} = k \sqrt{(\Delta E_h)^2 + (E \cdot A)^2}$$

Dabei ist ΔE_h die Halbwertsbreite der Energieverteilung der Elektronen. Durch Anpassung an die experimentellen

Werte ΔU_{ex} erhält man ΔE_h = 0.50eV. Dieser Wert entspricht dem Spannungsabfall über dem glühenden Teil des Heizfadens. Hinsichtlich des Gesamtspannungsabfalls über dem Heizdraht von etwa 1 V erscheint er plausibel. Es sollte vermerkt werden, daß diese Energiestreuung nicht der Grund für die oben diskutierte Spannungsverschiebung sein kann, da die Spannungsstreuung am Heizdraht wegen einer entsprechenden elektronischen Schaltung (siehe Abschnitt 1.8, Abb. 4) symmetrisch um die Beschleunigerspannung verteilt ist.
In Tabelle 1 Spalte 5 sind die ΔU_{th} den ΔU_{ex} gegenübergestellt. Die Übereinstimmung muß im Rahmen der Fehler bei der Bestimmung von ΔU_{ex} gesehen werden (10 %).

Zum Verständnis der relativen Peakhöhen wird davon ausgegangen, daß die Flächeninhalte der gemessenen Verteilungen der entsprechenden Gegenfeldspannung proportional sind. Es läßt sich leicht zeigen, daß das für die beiden Extremfälle "E klein" und "E groß" zutrifft (siehe die Formeln des Anhangs). Setzt man wieder Gaußverteilungen voraus, so gilt es auch für den Zwischenbereich. Mit Gaußverteilungen erhält man dann für die relativen Peakhöhen Z

$$Z_{th} = Z_{ex,800} \; \frac{\Delta U_{800} \cdot U}{U_{800} \cdot \Delta U}$$

Dabei bezeichnet der Index 800 die Werte für E = 800 eV, so daß per def. $Z_{th,800} = Z_{ex,800}$ gilt.
In Tabelle 1 Spalte 6 und 7 werden Z_{ex} und Z_{th} miteinander verglichen. Systematische Abweichungen ergeben sich nur für kleine Energien (5 und 1 eV), die auf den wachsenden Einfluß von Störfeldern zurückzuführen sind. Im Abschnitt 2.5 wird darauf im Rahmen der Delta-Elektronen-Versuche eingegangen.

Die Elektronenquelle wurde vor allem deshalb in der vorliegenden Form so konstruiert, damit die Empfindlichkeit des Spektrometers bestimmt werden kann. Für den Fall, daß die Energiestreuung der Elektronen vernachlässigt werden kann, gilt für die Zählrate Z im Peakmaximum

$$Z = \frac{j}{e} D_q \cdot \eta \cdot \frac{\Delta\Omega_z}{4\pi} \qquad \text{mit } \eta = \gamma \cdot \tau \cdot D$$

Dabei ist j der Strom der emittierten Elektronen ($0.95 \cdot 10^{-11}$ A) und e die Elementarladung. $D_q = 0.96$ ist die Durchlässigkeit des Metallnetzes, durch das die Elektronen aus der Quelle gelangen. η wird im folgenden die Empfindlichkeit des Spektrometers genannt. η ist das Produkt der Ausbeute des Multipliers γ, der Transparenz des Spektrometers τ und der Durchlässigkeit D der Metallnetze im Strahlengang der Elektronen. $\Delta\Omega_z$ ist der in der Zylindergeometrie wirksame Raumwinkel. Da im vorliegenden Fall alle Elektronen mit beliebigen Azimutalwinkeln Θ zum Spektrometer beschleunigt werden, besteht zwischen $\Delta\Omega_z$ und dem in radialer Symmetrie wirksamen Raumwinkel $\Delta\Omega_r$ der Delta-Elektronen-Experimente folgende Beziehung

$$\Delta\Omega_r = \Delta\Omega_z \cdot \Delta\Theta/2 \qquad (1)$$

Dabei ist $\Delta\Theta$ der vom Spektrometer erfaßte Azimutalwinkel, der der Winkelauflösung entspricht. Er wird durch die Längsausdehnung (10 mm) der Austrittsblende des Spektrometers gegeben. Bei einem effektiven Abstand von Streuzentrum und Austrittsblende (gemessen längs der Parabelbahn der Elektronen) von 197 mm erhält man für den erfaßten Azimutalwinkel einen Wert von 2.9°. Die Umrechnung der beiden wirksamen Raumwinkel gemäß Gleichung (1) wird durch die unterschiedliche Geometrie bei der Eichmessung und der Delta-Elektronen-Experimente erforderlich.

Anhand der vorliegenden Meßwerte läßt sich das Produkt von η und $\Delta\Omega_z$ ermitteln. Man erhält:

$$(2) \qquad \eta \cdot \Delta\Omega_z = 3.2 \cdot 10^{-3} \pm 20\ \%$$

Der Fehler ergibt sich aus den Erfahrungen mit der Reproduzierbarkeit der Peakhöhen.

Mit Gleichung (1) erhält man

$$(3) \qquad \eta \cdot \Delta\Omega_r = 0.82 \cdot 10^{-4} \pm 20\ \%$$

Dieses Produkt und der Wert für das Auflösungsvermögen A = 1.08 % werden bei der Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte eingesetzt.
Im folgenden wird noch eine Plausibilitätsbetrachtung zum Zahlenwert von Gleichung (2) vorgenommen. Der Raumwinkel $\Delta\Omega_z$ läßt sich aus der Spaltbreite b der Eintrittsblende (0.4 mm) und dem Abstand a vom Glühfaden zur Eintrittsblende (110 mm) gemäß $\Delta\Omega_z = 2\ b/a = 7.3 \cdot 10^{-3}$ berechnen. Danach erhält man $\eta = 0.44$.

Die Durchlässigkeit D der im Strahlengang der Elektronen befindlichen Metallnetze wurde im Abschnitt 1.5 zu D = 0.81 und die Transparenz τ des Spektrometers im Anhang zu $\tau = 0.51$ berechnet. Danach erhält man für die Ausbeute des Multipliers $\gamma = 1.06$. Die Abweichung zum Wert von 0.9 - 1.0, den die Herstellerfirma angibt, liegt innerhalb des Meßfehlers von $\eta \cdot \Delta\Omega_z$.

In der folgenden Tabelle sind die gemessenen und die berechneten Kenngrößen des Spektrometers zusammengestellt (siehe auch im Anhang).

Tabelle 2: Die Kenngrößen des Spektrometers

1	Auflösungsvermögen (gemessen)	$A = 1.08 \cdot 10^{-2} \pm 10\ \%$
2	Produkt von Spektrometerempfindlichkeit und dem in zylindrischer Geometrie wirksamen Raumwinkel (gemessen)	$\eta \cdot \Delta\Omega_z = 3.2 \cdot 10^{-3} \pm 20\ \%$
3	in der zylindrischen Geometrie wirksamen Raumwinkel (berechnet)	$\Delta\Omega_z = 7.3 \cdot 10^{-3}$
4	in der radialen Geometrie wirksamen Raumwinkel (berechnet)	$\Delta\Omega_r = 1.9 \cdot 10^{-4}$
5	vom Spektrometer erfaßter Azimutalwinkel (berechnet)	$\Delta\Theta = 2.9^{\circ}$
6	Spektrometerempfindlichkeit (experimentell aus 2 und 3 bestimmt)	$\eta = 0.44$
7	Durchlässigkeit der Metallnetze (berechnet)	$D = 0.81$
8	Transparenz des Spektrometers (im Anhang berechnet)	$\tau = 0.51$
9	Ausbeute des Multipliers (experimentell aus 2, 3, 7 und 8 bestimmt)	$\gamma \approx 1.00$
10	Eichfaktor (gemessen)	$k = 0.603 \pm 0.2\ \%$

2.3 Die Druckverteilung im Molekularstrahl

Ziel der vorliegenden Arbeit ist es unter anderem, die Wirkungsquerschnitte zur Erzeugung der Delta-Elektronen in Abhängigkeit vom Winkel relativ zum Ionenstrahl zu bestimmen. Da das Volumenelement, von dem aus Elektronen in das Spektrometer gelangen (Streuraum), für unterschiedliche Winkel verschieden groß ist, muß hinsichtlich der Winkelabhängigkeit eine Normierung der gemessenen Energiespektren vorgenommen werden, die insbesondere die inhomogene Druckverteilung im Streuraum berücksichtigt. Zur Lösung dieser Aufgabe wurden Teile des Energiespektrums ohne Molekularstrahl, das heißt bei homogener Druckverteilung im Streuraum gemessen. Das Meßverfahren wird im folgenden beschrieben.

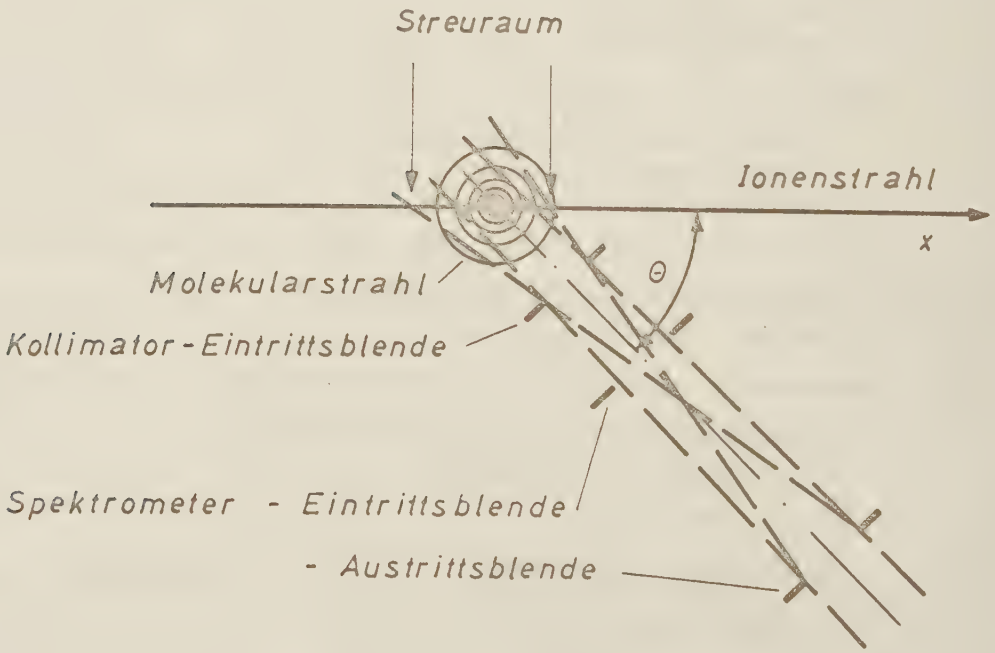


Abb. 6: Zur Geometrie der Delta-Elektronen-Experimente

In Abb. 6 ist die Geometrie der vorliegenden Anordnung dargestellt. Der Ionenstrahl kreuzt den Molekularstrahl, der im vorliegenden Fall senkrecht zur Zeichenebene gerichtet ist. Die räumliche Verteilung des Molekularstrahls ist durch eine Anzahl konzentrischer Kreise angedeutet. Bei guter Justierung der Apparatur verläuft die Achse der Spektrometerblenden durch das Zentrum der Molekularstrahlverteilung. Die Länge des Streuraums wird durch die Lage und Größe der Kollimator-Eintrittsblende und der Spektrometer-Austrittsblende definiert.

Die Darstellung in Abb. 6 verdeutlicht, daß die Länge des Streuraums vom Winkel Θ abhängig ist. Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte wird das Wegintegral Q über die Moleküldichte N längs des Ionenstrahls benötigt.

$$(1) \qquad Q(\Theta) = \int w(x,\Theta)\, N(x)\, dx$$

Dabei ist w die Eintrittswahrscheinlichkeit der Elektronen in das Spektrometer, für die hinsichtlich der Koordinate x längs des Ionenstrahls als Variable eine trapezförmige Verteilung vorliegt.
Im Fall einer homogenen Moleküldichteverteilung N_o im Streuraum erhält man

$$(2) \qquad Q_h(\Theta) = \ell(\Theta) \cdot N_o$$

Dabei ist ℓ die effektive Streuraumlänge, die mit der Halbwertsbreite der Eintrittswahrscheinlichkeits-Verteilung identisch ist. Für die Θ-Abhängigkeit der effektiven Streuraumlänge ergibt sich aus der Geometrie der Anordnung (Abb. 6) die einfache Beziehung

$$(3) \qquad \ell = \ell_o / \sin\Theta$$

wobei ℓ_o die effektive Streuraumlänge für $\Theta = 90^\circ$ ist. Sie läßt sich aus der Längsöffnung der Kollimatorein-

trittsblende (3 mm) und der Spektrometer-Austrittsblende (10 mm) und deren Abstand zum Streuraum (23 mm bzw. 197 mm) - gemessen längs der Bahn der Elektronen - zu ℓ_o = 3.3 mm berechnen.
Wird bei der Messung die Molekularstrahlapparatur verwendet, so liegt im Streuraum eine inhomogene Druckverteilung vor, die im allgemeinen schwer zu berechnen ist. In diesem Fall wurde $Q_m(\Theta)$ gemäß Gleichung (1) durch das folgende Experiment bestimmt.
Bei verschiedenen Winkelstellungen Θ des Spektrometers zum Ionenstrahl wurde ein Bruchteil des Energiespektrums der Delta-Elektronen (25 - 50 eV) in zwei Höhenstellungen der Molekularstrahldüse gemessen, und zwar in 3.3 mm und 100 mm Abstand der Düse vom Ionenstrahl. Dabei ändert sich der Meßgasdruck im Streuraum wesentlich, während er in der Streukammer konstant bleibt. In der 100 mm-Stellung der Düse ist der Gasdruck des Molekularstrahls im Streuraum zu vernachlässigen, so daß in diesem Fall im Streuraum ein homogener Druck vorliegt, der mit dem Druck in der Streukammer identisch ist.

Bei der Auswertung der Messung wurde das Verhältnis c_h der Elektronenzählraten in der 3.3 mm- und der 100 mm-Stellung der Düse bei gleichen Elektronenenergien gebildet und der Mittelwert errechnet. Wie man leicht verifizieren kann, gilt folgende Gleichung

$$c_h = \frac{Q_h + Q_m}{Q_h}$$

Nach dieser Gleichung läßt sich $Q_m(\Theta)$ bis auf einen Normierungsfaktor bestimmen.

$$q_m(\Theta) = \frac{c_h(\Theta) - 1}{\sin\Theta} \qquad \text{mit } q_m = \frac{Q_m}{\ell_o N_o}$$

Mit derselben Normierung ergibt sich für q_h nach Gleichung (2)

$$q_h(\Theta) = \frac{1}{\sin\Theta} \quad \text{mit} \quad q_h = \frac{Q_h}{\ell_o N_o}$$

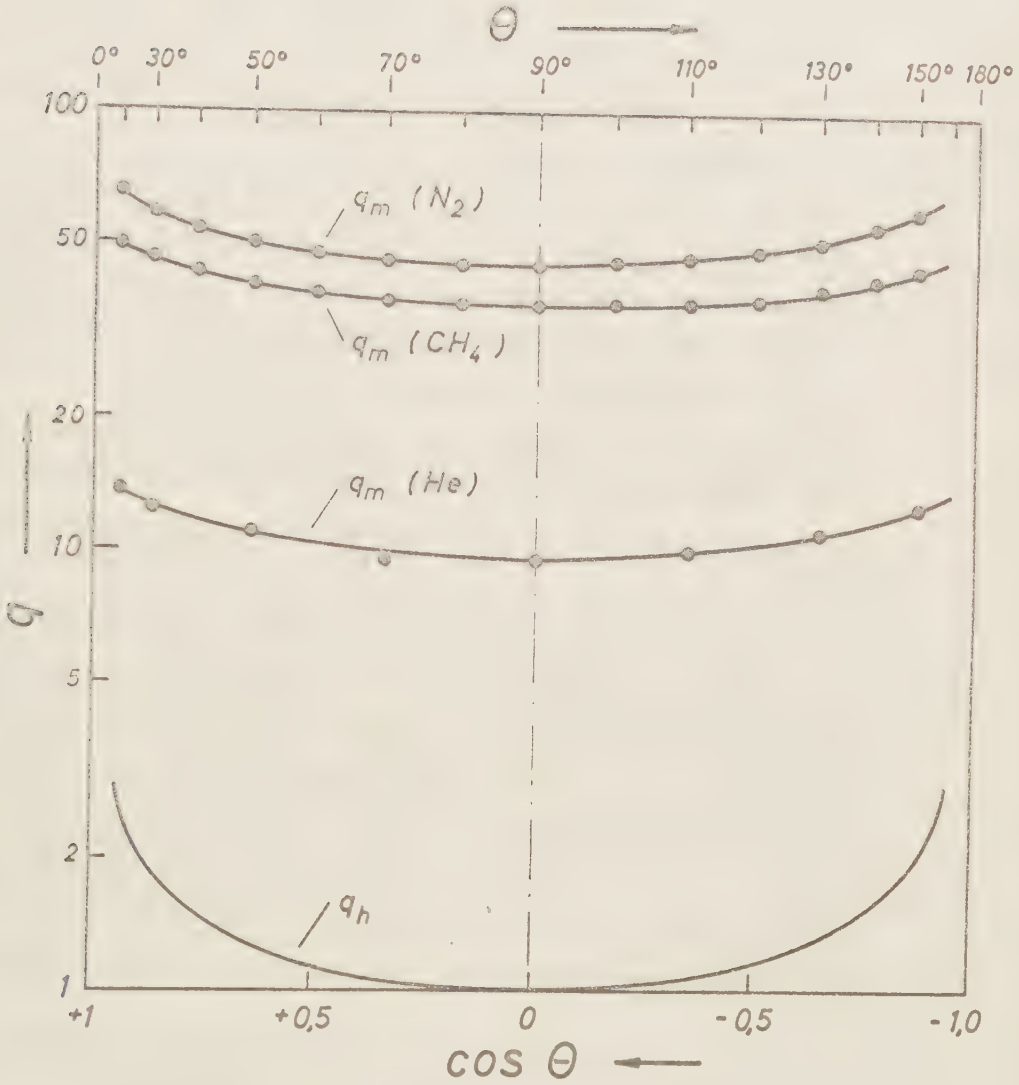


Abb. 7: Winkeländerung des Streuraums mit und ohne Verwendung der Molekularstrahlapparatur (siehe auch Text)

In Abb. 7 ist q_h und q_m für die Meßgase N_2, CH_4 und He in Abhängigkeit von cosΘ aufgetragen.
q_m ist ein Maß für den Anteil des Molekularstrahls, den das Spektrometer erfaßt. Die Kurven steigen bis 20° um etwa 35 % gegenüber 90° an. Daraus läßt sich schließen, daß der Molekularstrahl bei 90° nur unvollständig erfaßt wird.

Bei einer guten Justierung der Molekularstrahlapparatur schneiden sich Molekularstrahl- und Spektrometerachse. Für diesen Fall ist $q_m(\Theta)$ symmetrisch zu 90°. Die Kurven der Abb. 7 zeigen Abweichungen von dieser Symmetrie von höchstens 4 %. Diese Abweichung liegt innerhalb der Grenzen der übrigen Meßfehler, so daß damit eine ausreichende Justierung der Molekularstrahldüse bestätigt werden konnte.
Aus dem Absolutwert von q_m kann man auf die Erhöhung des Meßeffektes durch die Verwendung der Molekularstrahlapparatur schließen. Die Kurven zeigen, daß der Beitrag durch den homogenen Meßgasuntergrund im allgemeinen jeweils nur einige Prozent beträgt. Das ist im Hinblick auf ein gutes Winkelauflösungsvermögen von Bedeutung, da eine wachsende Elektronenemission aus den Randgebieten des Streuraums die Winkelstreuung vergrößert.

Der Wert von q_m ist vom Typ des verwendeten Meßgases abhängig. Nimmt man in einfacher Näherung an, daß die Winkelverteilung des Molekularstrahles vom Meßgas unabhängig ist, so ist zu erwarten, daß q_m zur Wurzel aus dem Molekulargewicht M der Gasmoleküle proportional ist ($q_m \sim n \sim 1/v \sim \sqrt{M}$, v=thermische Geschwindigkeit der Moleküle). Diese Abhängigkeit wird durch die drei Meßkurven innerhalb der vorliegenden Fehlergrenzen bestätigt.
Es sei noch vermerkt, daß der Absolutwert von q_m vom Abstand der Düse zum Streuraum stark abhängig ist (in etwa quadratisch). Der Abstand der Düse zur Achse des Molekularstrahls betrug bei der Messung gemäß Abb. 7 3.3 mm. Mit dieser Düsenstellung wurden alle Versuche mit Delta-Elektronen durchgeführt. Es ist der kleinstmögliche Abstand, bei dem sicher ist, daß die an der Düse gestreuten Elektronen nicht in das Spektrometer gelangen.

Die relative Kurvenform wird ferner etwas vom Abstand der Düse zum Ionenstrahl, von der Höhe des Gasdruchflusses durch die Düse und von der Gasart beeinflußt. Der Meßgasdruck, der dem Gaseinlaß in die Streukammer proportional ist, beträgt im vorliegenden Fall 3.1, 3.9 und $13 \cdot 10^{-5}$ Torr für N_2, CH_4 bzw. He. Die Kurven zeigen untereinander eine kleine Abweichung hinsichtlich der Θ-Abhängigkeit, die auf eine geringfügig unterschiedliche Winkelverteilung im Molekularstrahl zurückzuführen ist.

2.4 Die Streuung der Elektronen im Meßgas

Eine mögliche Fehlerquelle bei der Energieanalyse der Delta-Elektronen ist die Streuung der Elektronen an den Meßgasmolekülen. Ein gestreutes Elektron weicht im allgemeinen von seiner vorgeschriebenen Bahn im Spektrometer ab und geht für die Messung verloren. Da der Streuwirkungsquerschnitt für unterschiedliche Elektronenenergien verschieden ist, ändern sich die gemessenen Elektronenspektren im allgemeinen mit steigendem Druck in der Meßkammer. Durch das folgende Experiment, das mit jedem der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Meßgase durchgeführt wurde, konnte der Meßgasdruck ermittelt werden, bei dem die Streuung der Elektronen zu vernachlässigen ist.
Bei dem Experiment wurde in ähnlicher Weise vorgegangen wie bei der Messung der Delta-Elektronenspektren (Abschnitt 3). Die Elektronen wurden durch ionisierende Protonen im Meßgas erzeugt und vom Elektronenspektrometer nachgewiesen. Es wurden Elektronenspektren im Bereich von 1 - 50 eV in Abhängigkeit von dem Meßgasdruck in der Streukammer aufgenommen. Dabei wurde ohne Molekularstrahlapparatur gearbeitet, so daß der Druck in Streuraum und Streukammer gleich war.

Die Protonenenergie betrug 300 keV bei den Messungen mit He und N_2 bzw. 400 keV bei CH_4. Die Winkelstellung des Spektrometers betrug bei der He, N_2 bzw. CH_4-Messung 90°, 20° bzw. 20°. Diese Angaben werden nur der Vollständigkeit halber gemacht. Vergleichsmessungen ergaben, daß die vorliegenden Meßergebnisse - wie zu erwarten - unabhängig von der Protonenenergie und der Winkelstellung waren.

In den Abb. 8 - 10 sind die Meßergebnisse dargestellt. Es ist das Verhältnis der nachgewiesenen Elektronen zum Meßgasdruck in Abhängigkeit vom Druck aufgetragen. Erwartungsgemäß ist dieses Verhältnis bei hinreichend kleinen Drucken konstant. Aus Darstellungsgründen sind die Kurven im Konstanzgebiet auf 1 normiert. Mit steigendem Druck nimmt die Streuung der Elektronen an den Meßgasmolekülen zu. Das zeigt sich in einem Abfall der Kurven in den Abb. 8 - 10 mit ansteigendem Druck. Die Abnahme ist bei niederen Elektronenenergien stärker ausgeprägt. Ab etwa 20 eV aufwärts ist die Streuung der Elektronen im betrachteten Druckbereich zu vernachlässigen. Die Kurven zeigen ferner, daß die Streuung der Elektronen von der Gasart abhängig ist. Bei He setzt sie erst mit höheren Drucken ein als bei N_2 und CH_4. Die im Abschnitt 3 beschriebenen Messungen der Delta-Elektronenspektren wurden jeweils bei Drucken ausgeführt, bei denen der Abfall der 1 eV-Kurve gemäß der Abb. 8 - 10 etwa 10 % nicht überschreitet. Dieser Fehler für die extremen kleinen Energien wurde im Hinblick auf eine Erhöhung des Meßeffektes in Kauf genommen.
Wie man den Angaben der Abb. 8 - 10 entnehmen kann, wurden die Elektronen vor Eintritt in den Spektrometerinnenraum vorbeschleunigt, und zwar mit 10, 5 bzw. 3 V bei der He, N_2 bzw. CH_4-Messung. Mit der gleichen Vorbeschleunigung wurden auch jeweils die entsprechenden Elektronenspektren (Abschnitt 3) aufgenommen.

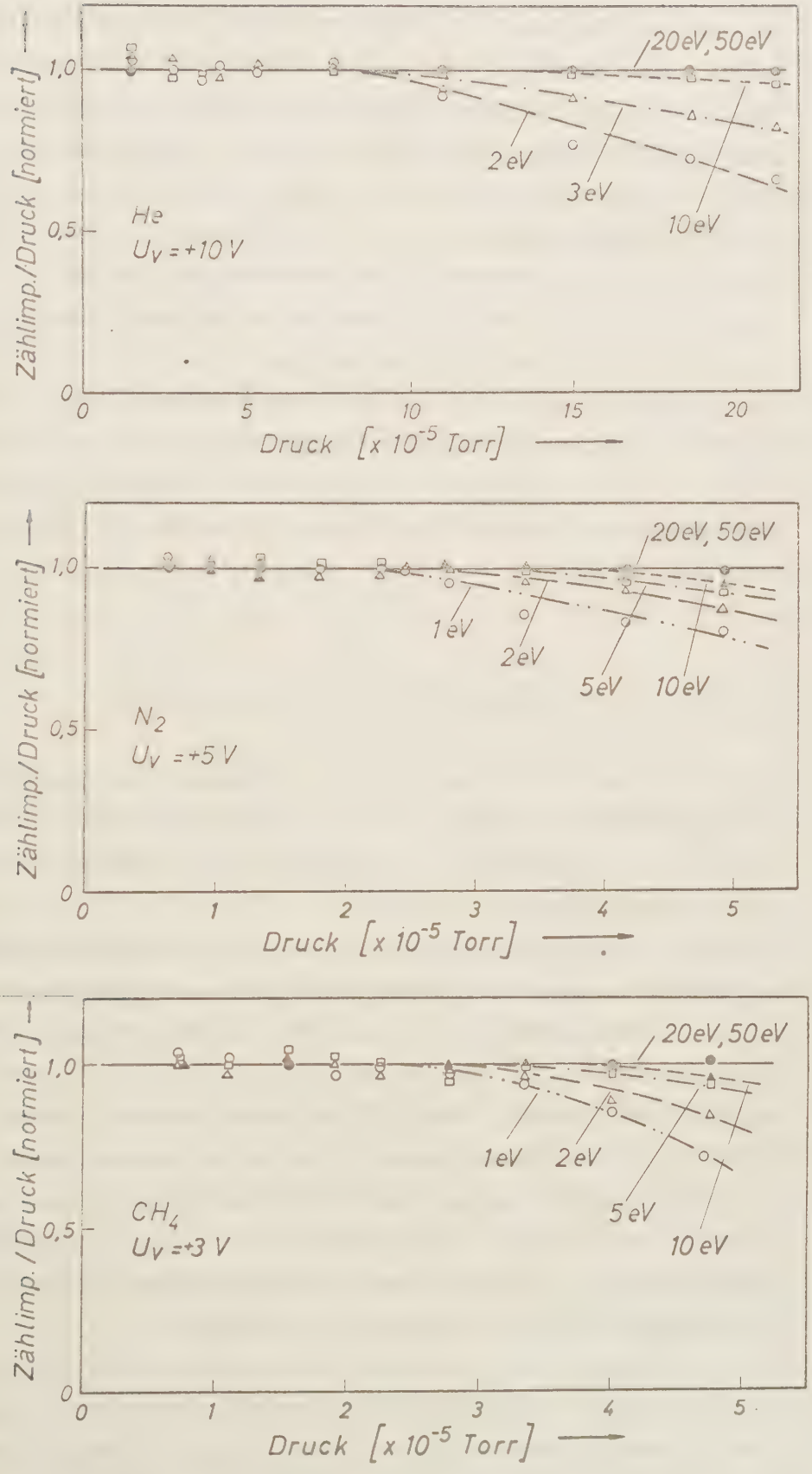


Abb. 8 - 10: Verhältnis der gemessenen Elektronen zum Meßgasdruck in Abhängigkeit vom Druck

Es sei noch erwähnt, daß die Abnahme der Kurven in den Abb. 8 - 10 auch zusätzlich durch mögliche Aufladungen an Teilen des Spektrometers verursacht werden kann. Die Störfelder, die durch Anlagerung von Elektronen an Isolationsschichten entstehen, werden mit zunehmender Elektronenerzeugung bzw. zunehmendem Meßdruck größer und bewirken eine zunehmende Veränderung der Elektronenbahnen. Diese Störungen spielen insbesondere bei den niederen Elektronenenergien eine gewisse Rolle. Sie zeigten sich im Fall der vorliegenden Messung in einer Nichtreproduzierbarkeit der Meßwerte und in sprunghaften Änderungen der Zählraten. Dieses Verhalten trifft jedoch nur für Elektronen mit Energien bis etwa 5 eV zu, und es ist im Rahmen der Unsicherheiten bei der Messung dieser Elektronen zu sehen (siehe nächsten Abschnitt).

2.5 Die Vorbeschleunigung der Elektronen

Eine der wesentlichen experimentellen Aufgaben bei der vorliegenden Messung war die Lösung der Probleme, die sich im Zusammenhang mit den bereits mehrfach erwähnten Aufladungseffekten ergeben.
Bei der Ausführung eines Delta-Elektronen-Experimentes befinden sich eine große Zahl von Ladungsträgern (Elektronen und gestreute Protonen) in der Streukammer. Nach groben Schätzungen entspricht die Zahl der pro Zeiteinheit ausgelösten Elektronen einem Strom von etwa 10^{-8} A. Die geladenen Teilchen lagern sich an nichtleitenden Teilen der Meßapparatur an und erzeugen entsprechend den vorhandenen Kapazitäten elektrische Störfelder, in denen die Elektronen von ihren vorgeschriebenen Bahnen abgelenkt werden.
Die Wirkungen der Aufladungen lassen sich wie folgt zusammenfassen. Die Zählraten der gemessenen Elektronen- insbesondere der niederenergetischen - werden unter Umständen stark reduziert. Ferner bewirken die Stör-

felder eine Verringerung des Auflösungsvermögens, die jedoch im allgemeinen geringfügig ist, so daß man sie vernachlässigen kann. Deshalb spielen die Störfelder bei der Messung von Feinstrukturen in den Elektronenspektren (Peakbreiten etc.) eine untergeordnete Rolle. Demgegenüber sind die Aufladungseffekte bei Messungen der relativen Zählraten über einen großen Energiebereich, wie sie in der vorliegenden Arbeit ausgeführt wurden, von fundamentaler Bedeutung.

Bei der großen Anzahl geladener Teilchen im Streuraum genügen kleinste Verunreinigungen an den Metalloberflächen - wie Fingerabdrücke - um Aufladungen hervorzurufen. Die Beseitigung der Störfelder gelingt in der Regel erst nach einem längeren Zeitraum der Versuchsmessungen, bei denen verschiedene Meßanordnungen ausprobiert werden müssen.
Jedoch ist es im allgemeinen auch bei sorgfältiger Bearbeitung der Metalloberflächen nicht möglich, die Störfelder vollständig zu beseitigen. Zur Kompensation der systematischen Fehler, die sich daraus für die Messung der Delta-Elektronenspektren ergeben, wird in verschiedenen Arbeiten der Literatur vorgeschlagen, die Elektronen vor Eintritt in das Spektrometer zu beschleunigen. Kuyatt et al. (Ku 62) und Rudd et al. (Ru 63) haben die Elektronen um 10 eV bzw. 15 eV beschleunigt. Hughes et al. (Hu 29) konnten Elektronen bis 1 eV nachweisen, wenn sie sie um 40 eV vorbeschleunigten. Aus der Höhe der Vorbeschleunigung läßt sich in etwa entnehmen, inwieweit Störfelder bei den genannten Arbeiten eine Rolle spielten. Es muß jedoch hinzugefügt werden, daß bei den Messungen von Hughes et al. anzunehmen ist, daß die magnetischen Störfelder unzureichend abgeschirmt wurden.
Bei der vorliegenden Messung wurde ebenfalls eine Vorbeschleunigung der Elektronen vorgenommen. Sie bringt jedoch ein neues experimentelles Problem mit sich.

Im allgemeinen weichen die Elektronen in den Beschleunigungsfeldern von der geradlinigen Bahn ab. Das hat eine Fokussierung bzw. unter Umständen eine Defokussierung des Elektronenstrahls zur Folge, die mit fallender Elektronenenergie zunimmt.
Die Zunahme der Zählraten von niederenergetischen Elektronen durch die Vorbeschleunigung erfolgt also im allgemeinen nicht nur durch die Beseitigung der Störfelderwirkungen, sondern auch zusätzlich durch Fokussierungseffekte. Diese bewirken unter Umständen, daß die Zählraten über den Sollwert hinaus anwachsen.

Bei der Konstruktion des Spektrometers wurde darauf geachtet, daß Beschleunigersegmente gewählt wurden, die die Fokussierung auf ein Minimum reduzieren. Bei der vorliegenden Meßapparatur wurden eine Reihe von Anordnungen ausprobiert. Die besten Ergebnisse wurden dadurch erzielt, daß die Vorbeschleunigung zwischen zwei parallelen Metallnetzen vorgenommen wurde, deren Abstand 8 mm beträgt (siehe Abschnitt 1.5).
Durch das im folgenden beschriebene Experiment werden die Wirkungen der Vorbeschleunigung untersucht. Dabei wurde wieder wie bei den Experimenten mit Delta-Elektronen vorgegangen (Abschnitt 3). Die durch Protonen vom Beschleuniger im Meßgas ausgelösten Elektronen werden vom Spektrometer nachgewiesen. Es wurden Elektronenspektren im Bereich von 1 bis 50 eV in Abhängigkeit von der Vorbeschleunigungsspannung aufgenommen. Die Messung wurde für alle der in der vorliegenden Arbeit verwendeten Meßgase ausgeführt. Dabei wurde ohne Molekularstrahl gearbeitet, um die Störungen durch Aufladungen an der Düse zu vermeiden. Da sich das Ausmaß der Störfelder mit der Vorbehandlung der Metalloberfläche veränderte, sind die Ergebnisse, die in Abb. 11 dargestellt sind, nur als Beispiel für die Meßserien zu betrachten.

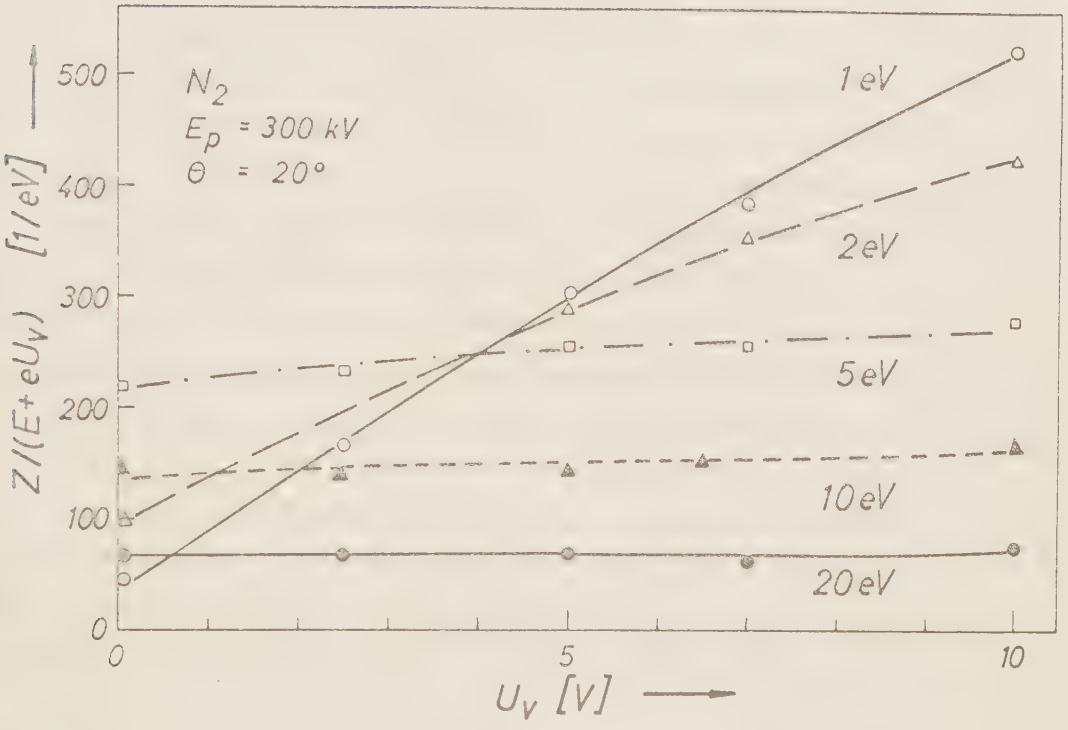


Abb. 11: Verhältnis der gemessenen Elektronen Z zur Summe von der Elektronenenergie E und der Vorbeschleunigung U_v in Abhängigkeit von U_v

Die Kurven in Abb. 11 wurden mit Stickstoff aufgenommen. Der Meßgasdruck im Streuraum war homogen. Er betrug $2.5 \cdot 10^{-5}$ Torr. Die Protonenenergie E_p war 300 keV, und es wurde unter 20° zum Protonenstrahl gemessen. Es ist das Verhältnis der gemessenen Elektronen Z zur Summe von Elektronenenergie E (in eV) und der Vorbeschleunigungsspannung U_v (in V) über U_v aufgetragen. Da das Verhältnis $Z/(E + eU_v)$ ohne Stöfelder und Fokussierung der Elektronen konstant ist, kann aus der Änderung der Meßkurven auf den Einfluß der beiden Effekte geschlossen werden.

Bei alleiniger Wirkung der Störfelder ohne Fokussierung der Elektronen wäre ein Anstieg der Kurven bis zu einem Grenzwert zu erwarten. Das trifft für die mittleren Energien (5 - 10 eV) im betrachteten Bereich von U_v zu.

Bei den 1- und 2 eV-Kurven machen sich die Fokussierungseffekte bemerkbar, indem kein Grenzwert erreicht wird. Bei Elektronen mit Energien oberhalb von etwa 10 eV sind beide Effekte im betrachteten Bereich der Vorbeschleunigungsspannung zu vernachlässigen.
Bei der Wahl der Vorbeschleunigungsspannung wurde davon ausgegangen, daß sich die Ionisierungs- Wirkungsquerschnitte von 5 eV abwärts nur noch wenig ändern (siehe Berechnung nach der Bornschen Näherung für He((Map 58) und (Ol 68)).Da das Verhältnis $Z/(E + eU_v)$ dem Wirkungsquerschnitt proportional ist, kann man annehmen, daß der starke Abfall der Kurven für 1 und 2 eV in erster Linie auf Störfelder zurückzuführen ist. U_v wurde so gewählt, daß $Z/(E + eU_v)$ in einem Elektronenenergiebereich von 1 - 2 eV in etwa konstant ist (siehe Schnittpunkt der 1- und 2 eV-Kurven). Es wurde angenommen, daß in diesem Fall die Wirkung der Störfelder in etwa aufgehoben wird.

Im vorliegenden Beispiel der Abb. 11 wurde bei den nachfolgenden Delta-Elektronen-Experimenten eine Vorbeschleunigung von 5 eV gewählt. Bei der Messung mit He, die zu Beginn der Meßserien ausgeführt wurde, mußte mit einer Vorbeschleunigungsspannung von 10 V gearbeitet werden. Zu einem späteren Zeitpunkt wurde die Apparatur hinsichtlich der Störeffekte verbessert, und alle Messungen mit N_2 und CH_4 konnten mit einer Vorbeschleunigung von 3 - 7 eV ausgeführt werden.
Es ist klar, daß die Störfelder und die Vorbeschleunigung eine gewisse Unsicherheit für die Messung extrem niederenergetischer Elektronen mit sich bringt. Der daraus resultierende Fehler wurde für den Energiebereich bis 3 eV zu 30 - 50 %,für 3 - 7 eV zu 10 - 20 % und oberhalb von etwa 10 eV zu höchstens 4 % abgeschätzt.
Es sei noch angemerkt, daß mit der Verwendung der Molekularstrahlapparatur ein Beispiel geliefert wird, das die Störwirkung der Aufladungen besonders gut demon-

striert. Die Anwesenheit des relativ großen Molekularstrahlrohres in unmittelbarer Nähe des Entstehungsortes der Elektronen bewirkt Störungen, die auch bei sorgfältigster Bearbeitung der Metalloberflächen nur zum Teil beseitigt werden konnten (vergleiche dazu die Abb. 12 in Abschnitt 3.1). Deshalb wurden die Elektronen mit extrem niederen Energien ohne Molekularstrahl bei homogenem Druck im Streuraum gemessen.
Ferner sei noch angemerkt, daß sich bei Vorbeschleunigung der Elektronen die Eichgleichung des Spektrometers (Gleichung (5) im Anhang) wie folgt verändert.

$$(1) \qquad E/e = U_v - (U - U_v)/k$$

Dabei ist U wieder die Gegenfeldspannung am Analysator und k der Eichfaktor. Bei negativen Spannungen sind die Vorzeichen zu berücksichtigen.

3 Die Messung der zweifach differentiellen Ionisations-Wirkungsquerschnitte

3.1 Die Aufnahme der Elektronenspektren

Im vorliegenden Abschnitt wird die Messung der Elektronenspektren im einzelnen beschrieben, wobei die Ergebnisse der Vorversuche berücksichtigt werden. Im folgenden Abschnitt werden anhand der gemessenen Elektronenspektren die zweifach differentiellen Ionisations-Wirkungsquerschnitte bestimmt und in den anschließenden Abschnitten dargestellt.
Die Messungen sind mit Stickstoff und Methan durchgeführt worden. Ferner wurde eine Messung von Rudd et al. (Ru 66) mit Helium wiederholt und ein Vergleich der beiden Meßanordnungen angestellt.
In der vorliegenden Arbeit wurde ausschließlich mit Protonen gearbeitet, die mit einer Energie von 200 - 500 keV in die Streukammer eintraten. Es wurde für eine feste Winkelstellung des Spektrometers die Zahl der gemessenen Elektronen in Abhängigkeit von der Energie der Elektronen aufgenommen. Bei einer Protonenenergie bis 300 keV wurden die Spektren in einem Energiebereich der Elektronen von 0 - 1016 eV und bei einer Protonenenergie von mehr als 300 keV in einem Bereich von 0 - 1270 eV gemessen. Die Winkelstellung des Spektrometers wurde in den Grenzen von 20° - 150° in Intervallen von 10° variiert.
Jedes Spektrum wurde in drei Teilen aufgenommen. In den Abb. 12 und 13 sind die Einzelspektren an einem Beispiel dargestellt. Dabei handelt es sich um eine Messung mit Methan als Meßgas. Die Protonenenergie beträgt 300 keV, der Winkel des Spektrometers zum Ionenstrahl 20°, die Vorbeschleunigungsspannung 5 V und der Meßgasdruck in der Streukammer $2.8 \cdot 10^{-5}$ Torr. Zwei Spektren wurden im Elektronenenergiebereich von 0 - 50.8 eV in Inter-

vallen von 0.4 V aufgenommen, wovon eines der Spektren mit und eines ohne Molekularstrahl gemessen wurde (siehe Abb. 12 "mit Düse" und "ohne Düse"). Ein weiteres Spektrum wurde im Bereich von 0 - 1016 eV in Intervallen von 8 eV mit Molekularstrahl gemessen (Abb. 13).

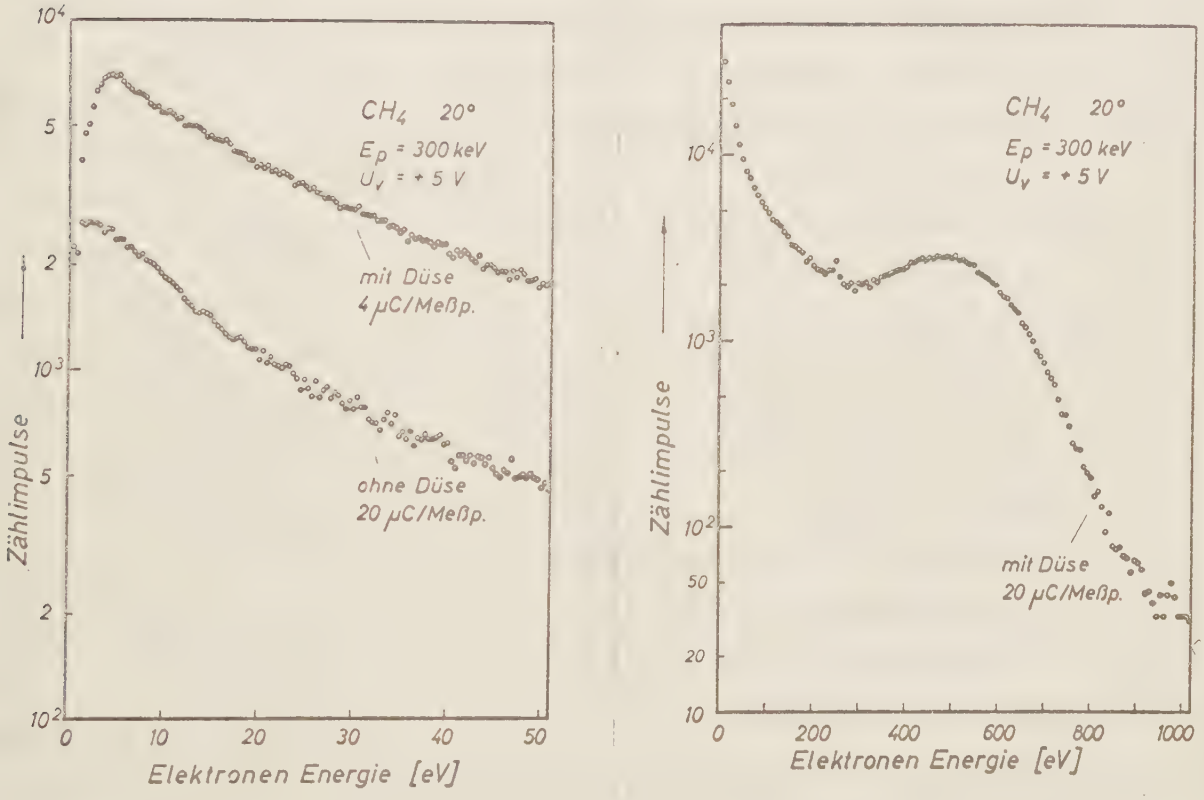


Abb. 12 und 13: Beispiele zur Messung der Elektronenspektren

Jedes Einzelspektrum besteht aus einer Anzahl von 128 Meßpunkten, die mit der Kanalzahl des Vielkanalanalysators, in dem die Daten gespeichert wurden, identisch ist. Jeder Meßpunkt entspricht der Anzahl der Elektronen, die bei einer festen Gegenfeldspannung am Spektrometer

in einem bestimmten Zeitintervall gemessen wurden. Die Meßdauer pro Meßwert entspricht der Zeit für die Integration des Protonenstroms, die benötigt wird, um einen fest vorgegebenen Ladungswert zu erreichen (siehe Meßverfahren in Abschnitt 1.8). Die jeweilige Ladung pro Meßwert ist in Abb. 12 und 13 angegeben.

Die drei Einzelspektren wurden zum Gesamtspektrum gemäß Abb. 14 zusammengesetzt (Abb. 14 wird im nächsten Abschnitt diskutiert). Dabei wurde der Bereich von 1.2 - 25 eV aus der Kurve von Abb. 12 entnommen, die ohne Molekularstrahl bei homogenem Druck im Streuraum gemessen wurde. Die Messung eines Teils des Spektrums bei homogenem Druck erfolgte aus zwei Gründen. Zum einen muß bei der Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte und deren Winkelabhängigkeit der Druck bzw. die Druckverteilung im Streuraum bekannt sein, und zum anderen wurden an der Molekularstrahlapparatur Störfelder durch Aufladungen erzeugt, so daß bei der Messung der extrem niederenergetischen Elektronen die Molekularstrahlapparatur entfernt werden mußte. Vergleicht man die beiden Kurven der Abb. 12, so erkennt man deutlich die Wirkung der Störfelder im Bereich bis etwa 20 eV.
Im Energiebereich von 25 - 50 eV und 50 - 1016 eV wurden die Meßpunkte der Abb. 12 bzw. 13 zugrundegelegt, die mit dem Molekularstrahl aufgenommen wurden.
Bei der Zusammensetzung der drei Einzelspektren zu einer Kurve müssen die Einzelkurven relativ zueinander normiert werden. Die Parameter, die bei einer gegebenen Gasart, Protonenenergie, Vorbeschleunigungsspannung und einem gegebenen Winkel die Anzahl der gemessenen Elektronen bestimmen, sind die Protonenladung pro Meßwert und der Druck im Streuraum. Da der Druck im Streuraum bei Verwendung der Molekularstrahlapparatur nicht bestimmt werden kann, muß die Normierung des zweiten und dritten Kurvenabschnitts (25 - 50 eV und 50 - 1016 eV) durch Anpassung an den ersten (0.4 - 25 eV) erfolgen. Dazu wurden die Meßwerte der beiden Kurven in Abb. 11 im Energiebereich von 25 - 50 eV, in dem die

Störung durch die Molekularstrahlapparatur vernachlässigt werden konnte, verwendet. Der gesuchte Normierungsfaktor zur Anpassung der beiden Kurven wurde ermittelt, indem das Verhältnis von je zwei Meßwerten der beiden Kurven bei einer festen Elektronenenergie berechnet und der Mittelwert bestimmt wurde. Berücksichtigt man ferner die übrigen Parameter der Messung, so erhält man mit dem obigen Normierungsfaktor den c_h-Wert (siehe Abschnitt 2.3), der einen Rückschluß auf den Druck im Molekularstrahl zuläßt. Dabei ist noch zu beachten, daß bei Verwendung der Molekularstrahlapparatur der Abstand der Düse vom Protonenstrahl 3.3 mm betrug. Bei diesem Abstand wurden alle entsprechenden Spektren der vorliegenden Arbeit aufgenommen.

Zur Bestimmung des statistischen Fehlers der Meßwerte der Abb. 12 und 13 betrachte man jeweils die Zahl der gemessenen Elektronen. Im allgemeinen wurde bei den Messungen darauf geachtet, daß diese Zahl den Wert von 10^3 pro Meßpunkt nicht unterschreitet. Das entspricht einem relativen Fehler von 3 %. Im allgemeinen konnte die Messung ohne Molekularstrahl im Energiebereich von 0 - 50.8 eV bei hinreichender Statistik ohne großen Zeitaufwand durchgeführt werden, da die Wirkungsquerschnitte in diesem Bereich relativ groß sind. Wie die Kurve der Abb. 13 zeigt, nimmt die Zahl der gemessenen Elektronen mit steigender Energie stark ab. Im allgemeinen wurden bei den hohen Energien noch Meßwerte berücksichtigt, deren relativer statistischer Fehler 10 % beträgt. Das entspricht 100 Elektronen pro Meßwert. Durch die große Anzahl der Meßpunkte ist die entsprechende Kurve durch die Meßwerte relativ gut definiert. Die Untergrundzählrate, die bei der vorliegenden Arbeit ein prinzipielles Problem darstellte, konnte durch gewisse Kunstgriffe beim Evakuieren des Spektrometers und durch den Einsatz der Diskriminatornetze auf ein Minimum reduziert werden (siehe auch Abschnitt 1.5).

Während der Messung der Delta-Elektronen wurde an das Diskriminatornetz eine negative Spannung gelegt, die mit steigender Elektronenenergie erhöht wurde. Sie betrug 30 % der Gegenfeldspannung. Durch Variation der Diskriminatorspannung konnte nachgewiesen werden, daß mit der obigen Diskriminatorspannung nahezu alle Untergrundelektronen am Durchgang zum Multiplier gehindert wurden. Die Zahl der Untergrundelektronen beträgt bei dem vorliegenden Beispiel der Abb. 12 und 13 etwa 15 pro Meßpunkt. Der Untergrund wurde bei der Auswertung jeweils abgezogen. Der Nulleffekt des Multipliers beträgt etwa 0.5 ips und war im allgemeinen zu vernachlässigen.

Insgesamt wurden die Elektronenspektren von He, N_2 und CH_4 für Protonen verschiedener Energie im Bereich von 200 - 500 keV bei jeweils 14 Winkelstellungen aufgenommen. Dabei setzt sich jedes Spektrum aus 256 Meßpunkten (Kanälen) zusammen.
Die Auswertung erfolgte in allen Fällen in derselben Weise, wie es in diesem Abschnitt am Beispiel der Meßkurven in Abb. 12 - 13 beschrieben wurde. Der Untergrund und der statistische Fehler weichen jeweils nur wenig von den oben gemachten Angaben ab. Änderungen wurden nur beim Meßgasdruck und der Vorbeschleunigung vorgenommen. Sie werden in den folgenden Abschnitten im Einzelfall angegeben.

3.2 Die Auswertung der Elektronenspektren

Im folgenden wird die Auswertung der gemessenen Elektronenspektren und die Berechnung der zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte beschrieben. Ferner wird eine Fehlerberechnung durchgeführt.
Im vorangehenden Abschnitt wurde gezeigt, daß die Normierungsprobleme bei der Verwendung der Molekularstrahl-

apparatur durch Anpassung der Spektren an den Teil, der ohne Molekularstrahl aufgenommen wurde, gelöst werden konnte. Deshalb wird im folgenden nur noch der Fall der Messung bei homogenem Druck betrachtet, der die Grundlage bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte bildet.
Der Zusammenhang zwischen den Meßwerten Z und dem Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/d\Omega dE$ wird durch die folgende Gleichung gegeben.

$$(1) \qquad Z = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE} \cdot n_p \cdot N_o \cdot \ell \cdot \eta \cdot \Delta\Omega_r \cdot \Delta E$$

Dabei ist n_p die Anzahl der mit dem Faradaykäfig gemessenen Protonen. N_o die Anzahl der Meßgasmoleküle pro Volumeneinheit, ℓ die effektive Länge des Streuraums, η die Spektrometerempfindlichkeit, $\Delta\Omega_r$ der Raumwinkel und ΔE das effektive Energieintervall.
Die Gleichung (1) ermöglicht einerseits die Berechnung der Energie- und Winkelabhängigkeit der relativen Wirkungsquerschnitte und andererseits die Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte . Diese Trennung des Rechenganges ist bei einer Fehlerbetrachtung von Bedeutung.

Bei der Bestimmung der Winkelabhängigkeit muß berücksichtigt werden, daß ℓ eine Funktion des Winkels ist. Gemäß Abschnitt 2.3 Gleichung (3) gilt $\ell = \ell_o/\sin\Theta$, wobei $\ell_o = \ell(90^o)$ ist. Ferner ist bei der Berechnung der Energieabhängigkeit zu beachten, daß $\Delta E = A(E + eU_v)$gilt (siehe Abschnitt 2.5 und Anhang). Dabei ist A das Auflösungsvermögen des Spektrometers, e die Elementarladung und U_v die Vorbeschleunigungsspannung.

Im Hinblick auf die erwähnte Trennung des Rechenganges ist es sinnvoll, Gleichung (1) wie folgt umzuschreiben:

$$(2) \qquad \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}(E,\Theta) = \frac{1}{f} Z(E,\Theta) \frac{\sin\Theta}{E+eU_v}$$

mit

$$f = n_p \cdot N_o \cdot \ell_o \cdot \eta \cdot \Delta\Omega_r \cdot A$$

Der Fehler der relativen Wirkungsquerschnitte hinsichtlich E- und Θ-Abhängigkeit ergibt sich aus dem Meßfehler von Z, gegen den diejenigen von E, Θ und U_v zu vernachlässigen sind. Der statistische Fehler von Z wurde im vorangehenden Abschnitt betrachtet. Er überschreitet im allgemeinen nicht den Wert von 3 %. Bei extrem kleinen Energien (unter 10 eV) sind die Störungen durch Aufladungseffekte zu berücksichtigen (siehe Abschätzung in Abschnitt 2.5). Zur Beurteilung möglicher systematischer Fehler sei darauf hingewiesen, daß die relativen Elektronenspektren auf etwa 5 % genau reproduziert werden konnten.
Bei der Berechnung der absoluten Wirkungsquerschnitte muß der Normierungsfaktor f berücksichtigt werden. Er setzt sich aus einer Reihe von Parametern zusammen, die in der vorliegenden Arbeit durch Messung und Rechnung mehr oder weniger gut bestimmt werden konnten.

n_p erhält man aus der Protonenladung, die mit dem Faradaykäfig gemessen wurde. Der Meßfehler von n_p ist etwa 2 %. Die Anzahl der Meßgasmoleküle pro Volumeneinheit ergibt sich aus dem Druck im Streuraum bzw. in der Streukammer. Der Druck wurde mit einem Ionisationsvakuummeter gemessen. Der Fehler des Mc-Leod-Manometers, mit dem das Ionisationsvakuummeter geeicht wurde, wurde zu 20 % abgeschätzt. Die Länge des Streuraums ℓ_o für $\Theta = 90^\circ$ wurde im Abschnitt 2.3 berechnet. Der Fehler von ℓ_o ist im Rahmen der übrigen Fehler zu vernachlässigen. Das Produkt von Spektrometerempfindlichkeit η und Raumwinkel $\Delta\Omega_r$ wurde bei der Eichung des Spektrometers gemessen. Es wurde ein Meßfehler von 20 % angenommen (Gleichung (3) im Abschnitt 2.2). Im gleichen Abschnitt wurde die Messung des Auflösungsvermögens des Spektrometers beschrieben, dessen Fehler mit 10 % abgeschätzt wurde.

Insgesamt erhält man bei der Bestimmung der absoluten Wirkungsquerschnitte einen Fehler von 30 %. Dieser Wert muß im Rahmen der Fehler gesehen werden, die im allgemeinen bei der Messung der absoluten Ionisierungs-Wirkungsquerschnitte auftreten. Zum Beispiel erhält Rudd (Ru 66) einen Fehler bei der entsprechenden Messung von 30 %.

In Abb. 14 ist der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Elektronenenergie an einem Beispiel dargestellt, wobei die Elektronenspektren gemäß der Abb. 12 und 13 zugrundegelegt wurden (siehe vorangehenden Abschnitt).
Im Hinblick auf den relativ großen Meßfehler ist es sinnvoll, die vorliegenden absoluten Wirkungsquerschnitte mit berechneten und gemessenen Werten aus der Literatur zu vergleichen.
Die vorliegenden zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte bzw. die entsprechend integrierten Wirkungsquerschnitte lassen sich im Fall von He als Meßgas erstens mit den Messungen von Rudd (Ru 66), zweitens bei hinreichend hohen Energien mit Rechnungen nach der Bornschen Näherung und drittens mit Messungen der totalen Wirkungsquerschnitte vergleichen. In den Abschnitten 3.3 und 6.3 wird darauf jeweils eingegangen.

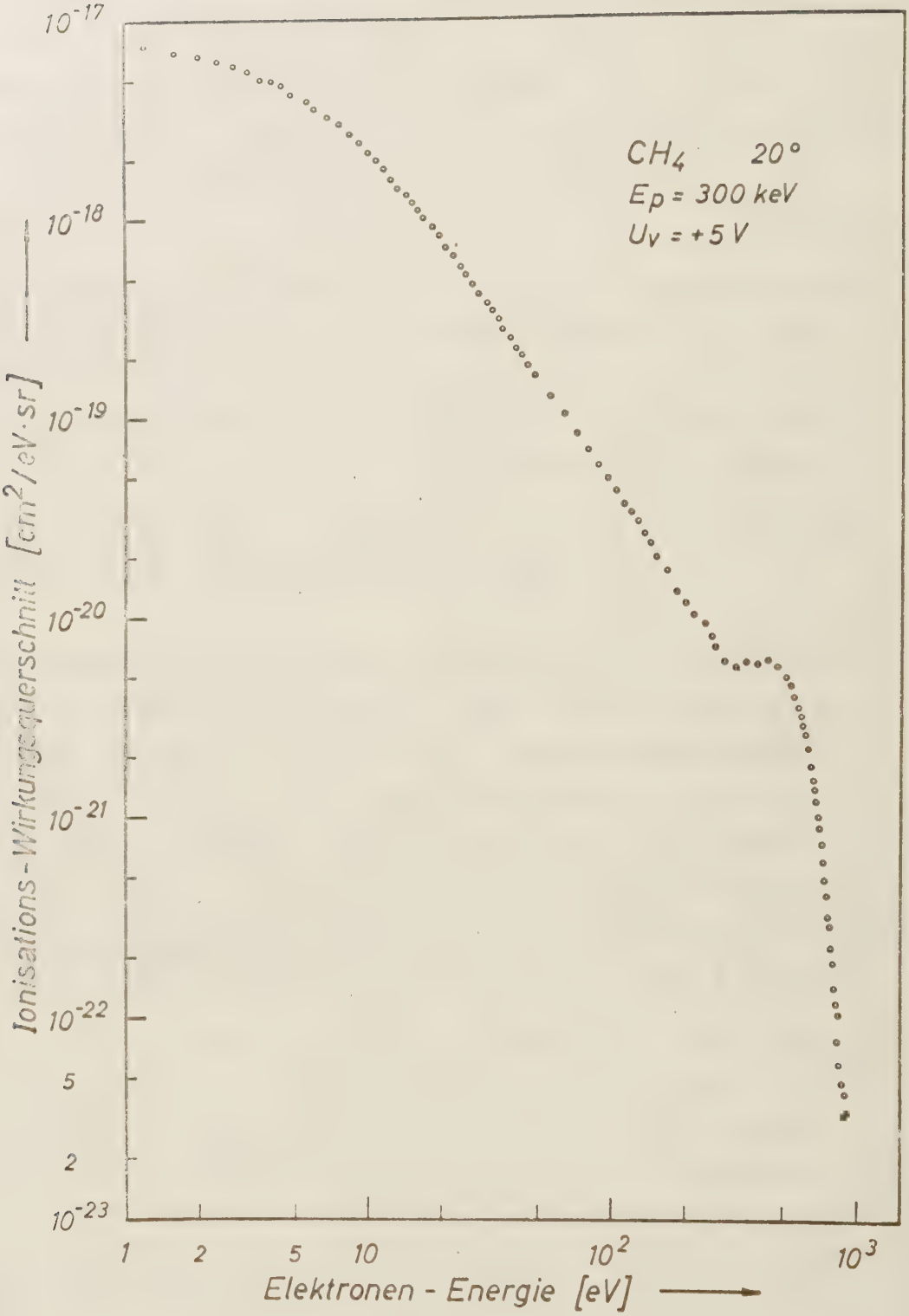


Abb. 14: Beispiel zur Auswertung der Elektronenspektren von Abb. 12 und 13

3.3 Die Meßergebnisse für Helium und der Vergleich mit Literaturangaben

Die in der vorliegenden Arbeit beschriebene Apparatur wurde bei der Messung der zweifach differentiellen Ionisierungs-Wirkungsquerschnitte erstmalig in Betrieb genommen. Insofern war es sinnvoll, zunächst eine Messung durchzuführen, die einen Vergleich mit Meßergebnissen aus Arbeiten der Literatur ermöglicht.

In der vorliegenden Arbeit wurde eine Messung an Helium mit einer Protonenenergie von 300 keV wiederholt, die Rudd, Sauter und Bailey (Ru 66) bereits durchgeführt hatten. Die Ergebnisse sind in Abb. 15 dargestellt. Dabei sind die zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dE \cdot d\Omega$ für verschiedene Winkel in Abhängigkeit von der Elektronenenergie aufgetragen.
Die Aufnahme der Elektronenspektren und die Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurde in den beiden vorangehenden Abschnitten beschrieben. Jeder Kurve liegen 256 Meßpunkte zugrunde, die in der vorliegenden Abbildung aus Gründen der Darstellung nicht eingezeichnet wurden. Die niederenergetischen Elektronen wurden ohne Molekularstrahlapparatur bei einem homogenen Druck im Streuraum von $5.5 \cdot 10^{-5}$ Torr gemessen. Der restliche Teil der Kurven wurde mit dem Molekularstrahl bei einem Druck in der Streukammer von $1.4 \cdot 10^{-4}$ Torr aufgenommen. Der Druck wurde jeweils so gewählt, daß die Absorption der Elektronen im Meßgas vernachlässigt werden konnte (siehe Kurven im Abschnitt 2.3). Die Vorbeschleunigungsspannung betrug 10 V. Sie wurde nach den Gesichtspunkten ausgewählt, die im Abschnitt 2.5 beschrieben wurden.

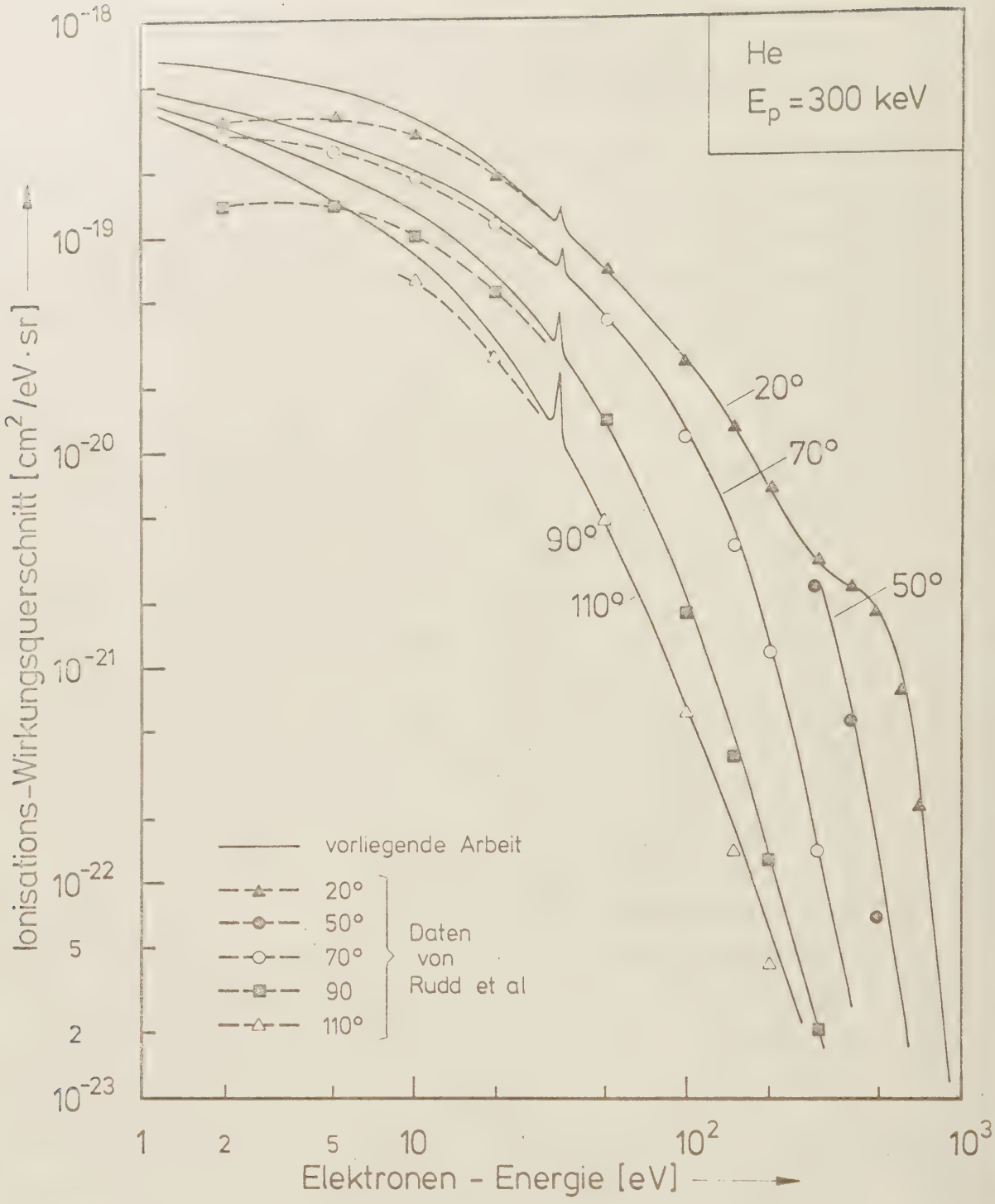


Abb. 15: Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Helium durch 300 keV Protonen

Zum Vergleich sind in Abb. 15 auch die Daten von Rudd et al. dargestellt. Die Abbildung zeigt, daß eine recht gute Übereinstimmung der relativen Ioniserungs-Wirkungsquerschnitte hinsichtlich Winkel- und Energieabhängigkeit vorliegt. Abweichungen ergeben sich in einigen

Fällen bei sehr hohen Energien (siehe 50°- und 110°-Kurven), die im wesentlichen auf den relativ großen statistischen Fehler bei der Messung in diesem Energiebereich zurückzuführen sind.
Deutliche systematische Abweichungen bis zu einem Faktor 2 liegen bei Energien unterhalb von etwa 20 eV vor. Diese Abweichungen erklären sich im Rahmen der Unsicherheiten, die bei der Messung der extrem niederenergetischen Elektronen auftreten. Im Abschnitt 2.5 wurde der Fehler der vorliegenden Messung im Energiebereich bis etwa 3 eV mit 30 - 50 %, von 3 - 7 eV mit 10 - 20 % und oberhalb von 10 eV mit etwa 4 % abgeschätzt. Wie man sieht, liegen die Meßwerte von Rudd et al. außerhalb dieser Fehlergrenzen. Es ist anzunehmen, daß bei der Messung von Rudd et al. in stärkerem Maße als in der vorliegenden Arbeit elektrische Störfelder eine Rolle gespielt haben, die die Meßwerte bei niederen Elektronenenergien reduziert haben. Die Autoren zitieren jeweils ihre eigenen früheren Arbeiten, um auf die Wirkung der Störfelder hinzuweisen und Abweichungen zu früheren Messungen zu erklären.
Es sollte vermerkt werden, daß sich die relativ höheren Meßwerte der vorliegenden Arbeit nicht durch eine zu hohe Vorbeschleunigung der Elektronen erklären lassen. Wie im Abschnitt 2.5 gezeigt wurde, beeinflußt die Vorbeschleunigung die gemessenen Wirkungsquerschnitte für Energien oberhalb von etwa 5 eV wenig. Im übrigen sind die Messungen von Rudd et al. ebenfalls mit einer Vorbeschleunigung von 10 eV durchgeführt worden.
Abb. 15 zeigt ferner, daß neben der relativ guten Übereinstimmung der Meßwerte der vorliegenden Arbeit mit den Ergebnissen von Rudd für die Winkel- und Energieabhängigkeit ebenfalls eine gute Übereinstimmung im Hinblick auf den Absolutwert der Wirkungsquerschnitte vorliegt. Daraus ergibt sich eine Bestätigung für den Normierungsfaktor f der Meßwerte (Gleichung (2) in 5.2).

3.4 Die Meßergebnisse für Stickstoff und Methan

Im folgenden Abschnitt werden die gemessenen zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte für Stickstoff und Methan dargestellt und diskutiert. Die Messung und die Auswertung der entsprechenden Elektronenspektren wurde wieder gemäß den Ausführungen im Abschnitt 3.1 und 3.2 durchgeführt.
Die Ergebnisse für Stickstoff sind in den Abb. 16 - 19 und die für Methan in den Abb. 20 - 22 dargestellt. Dabei ist der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von Winkel- und Elektronenenergie aufgetragen. Jeder Kurve liegen 256 Meßpunkte zugrunde, die in den Abbildungen aus Gründen der Darstellung nicht eingezeichnet werden konnten. Ferner ist von den Kurven, die in Winkelabständen von 10° im Bereich von 20° - 150° aufgenommen wurden, jeweils nur eine gewisse Auswahl dargestellt.
Die Messungen sind mit Protonen im Energiebereich von 200 - 500 keV durchgeführt worden. Die Elektronenspektren von Stickstoff wurden bei einem Meßgasdruck in der Streukammer von $4.2 \cdot 10^{-5}$ Torr und die von Methan bei $3.1 \cdot 10^{-5}$ Torr aufgenommen. Bei diesem Druck war die Streuung der Elektronen an den Meßgasmolekülen zu vernachlässigen (siehe Abb. 9 und 10 in Abschnitt 2.4). Bei Stickstoff und Methan ist die Erhöhung des Meßeffektes durch den Molekularstrahl höher als bei Helium (siehe Abb. 7 in Abschnitt 2.3).
Die Vorbeschleunigungsspannung betrug bei den Messungen mit Stickstoff 5 V und bei denen mit Methan 3, 5 und 7 V entsprechend den Protonenenergien von 200, 300 und 400 keV. Die Höhe der Vorbeschleunigung richtete sich im wesentlichen nach dem Vorhandensein von elektrischen Störfeldern.
Der Fehler der relativen Wirkungsquerschnitte ist in der Regel kleiner als 3 %. Bei extrem kleinen und extrem großen Energien können größere Abweichungen auftreten. Der Fehler der absoluten Wirkungsquerschnitte wurde zu 30 % abgeschätzt.

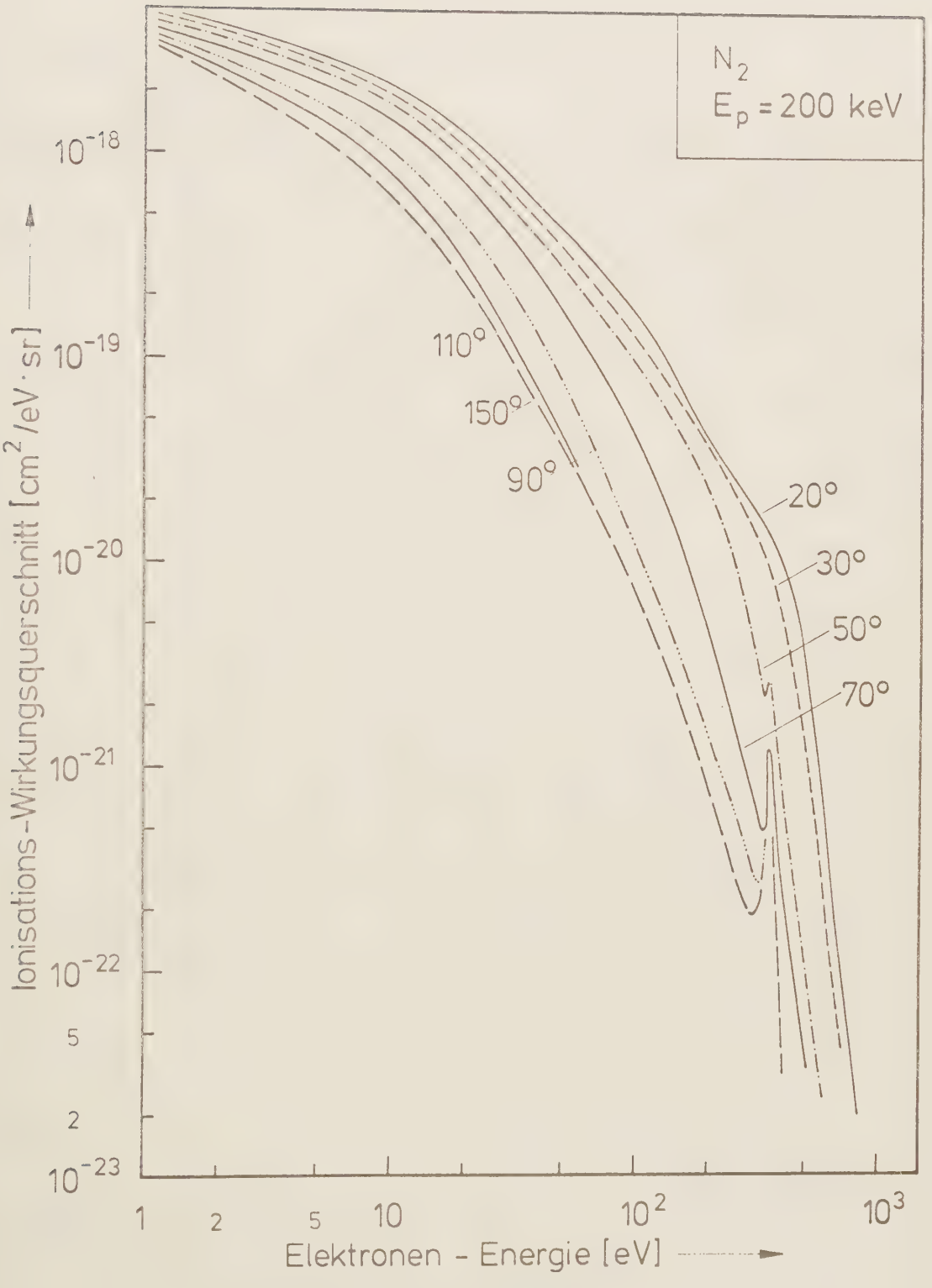


Abb. 16: Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Stickstoff durch 200 keV Protonen

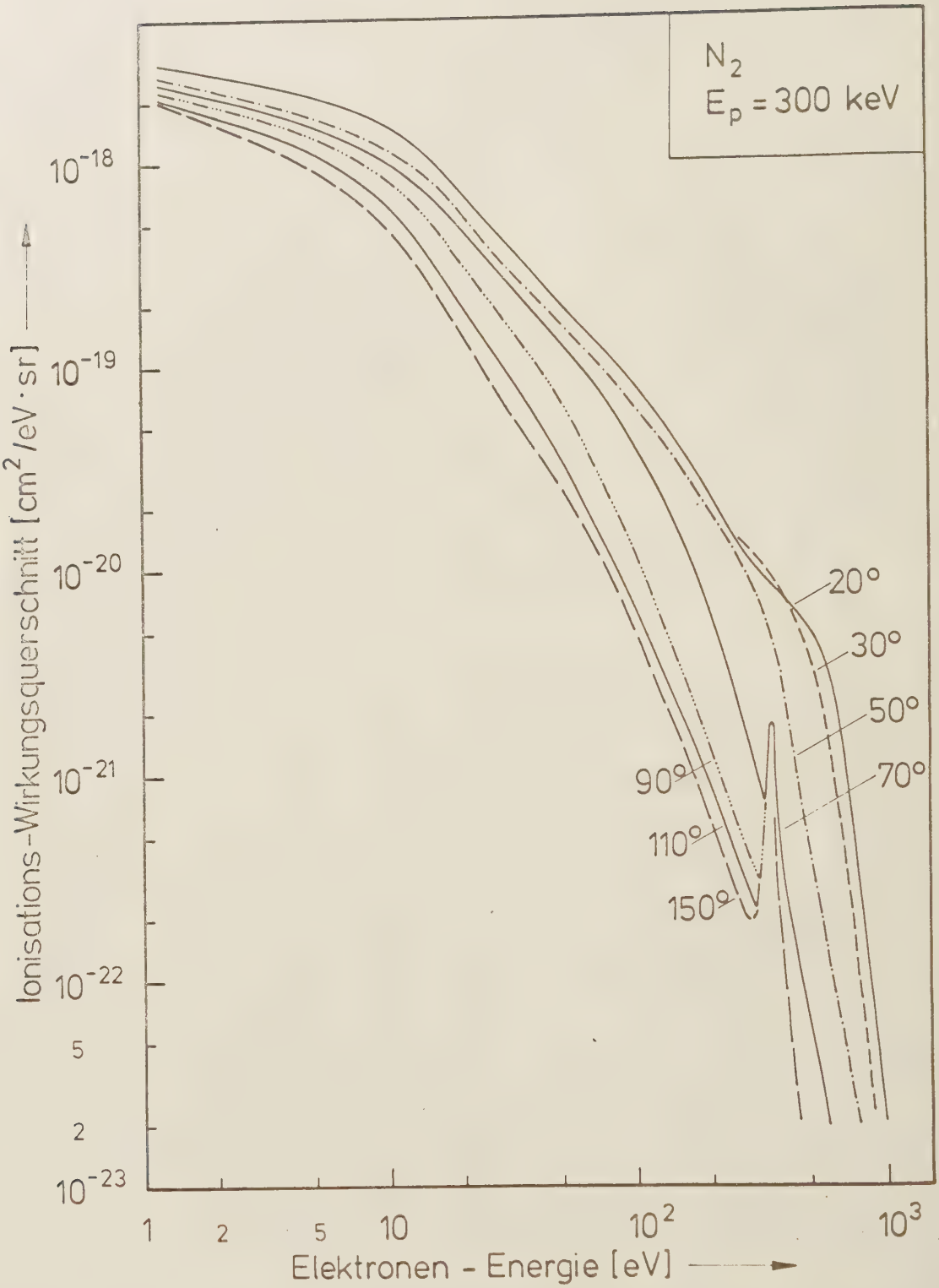


Abb. 17: Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Stickstoff durch 300 keV Protonen

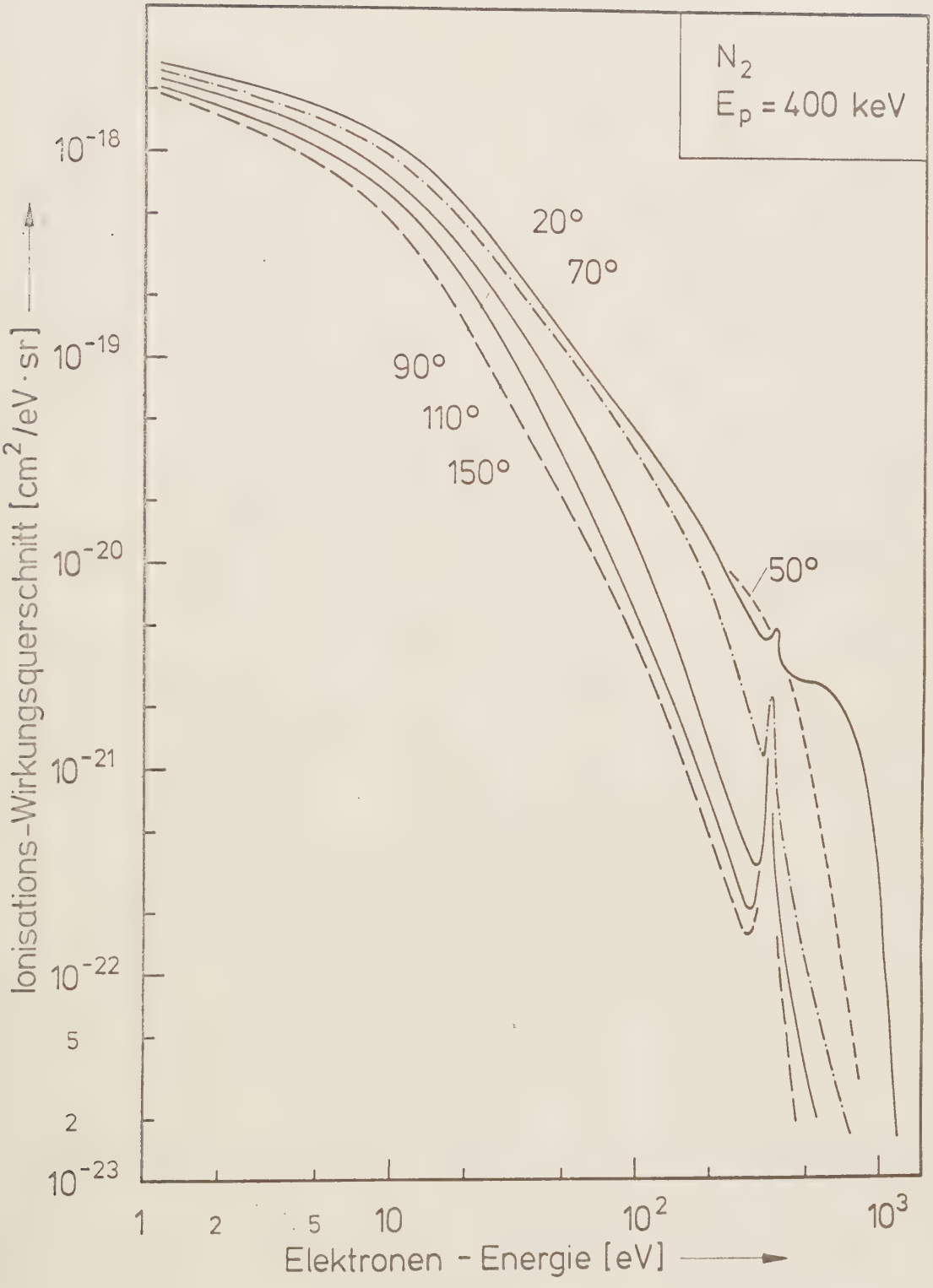


Abb. 18: Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Stickstoff durch 400 keV Protonen

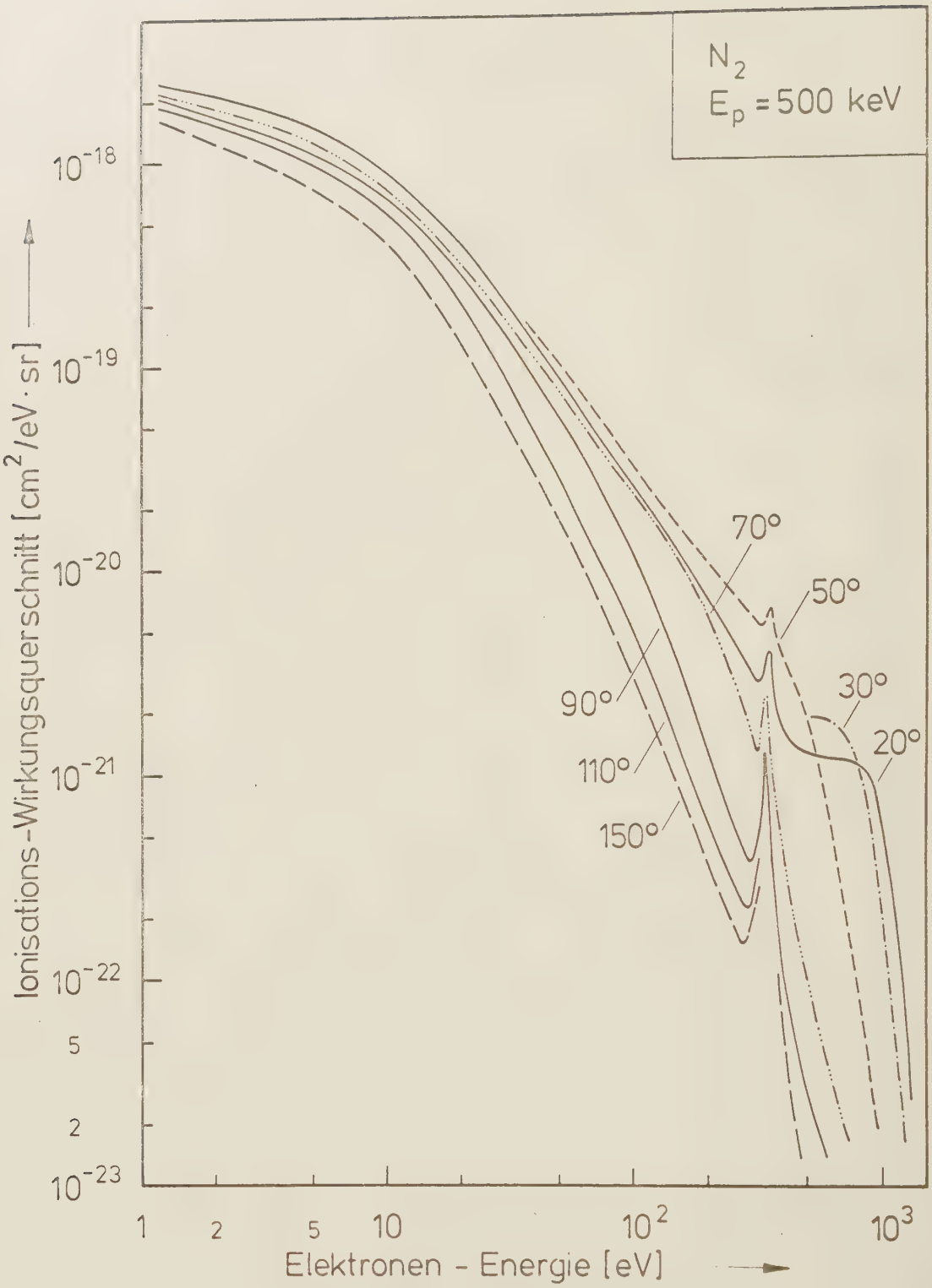


Abb. 19: Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Stickstoff durch 500 keV Protonen

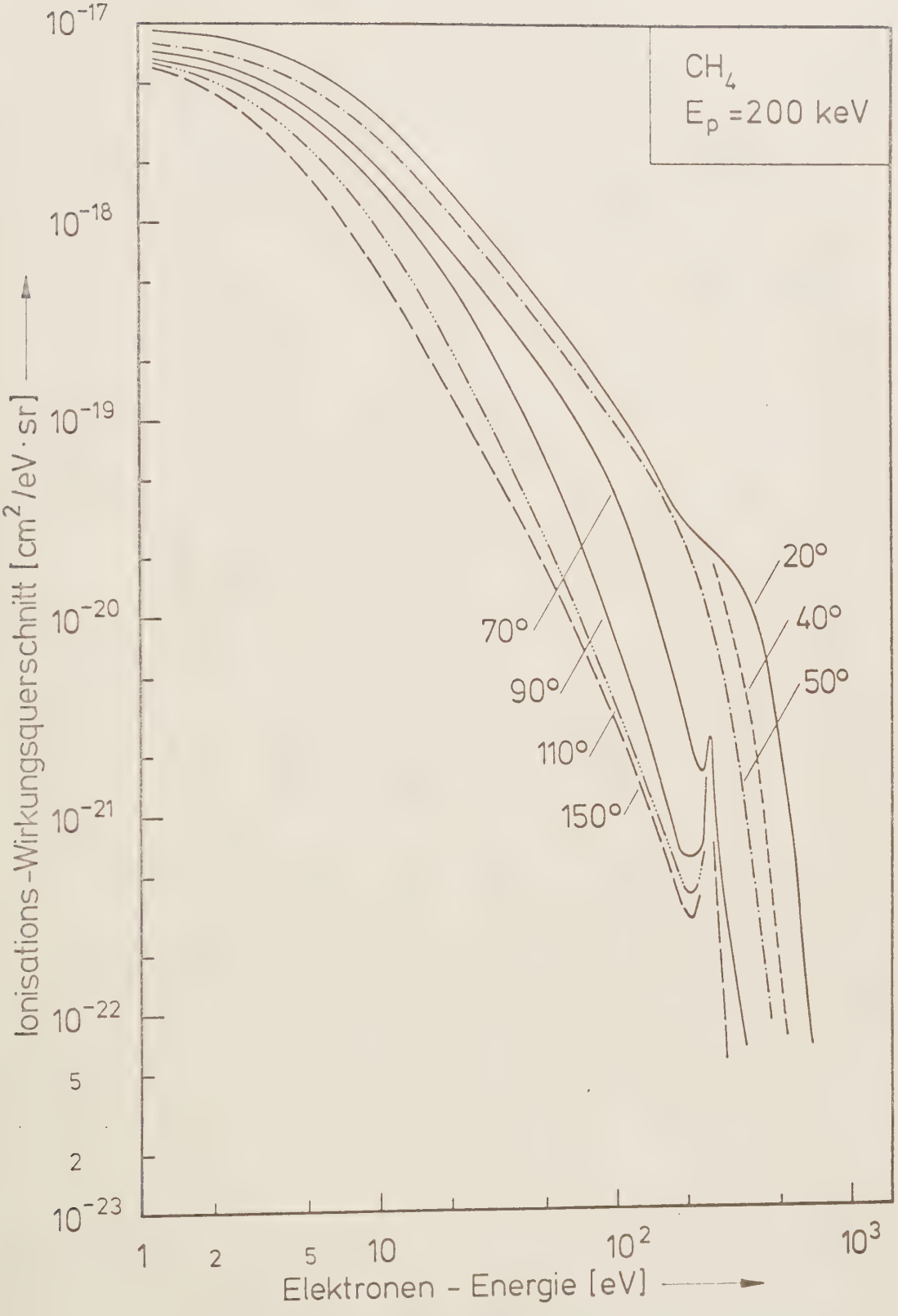


Abb. 20: Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Methan durch 200 keV Protonen

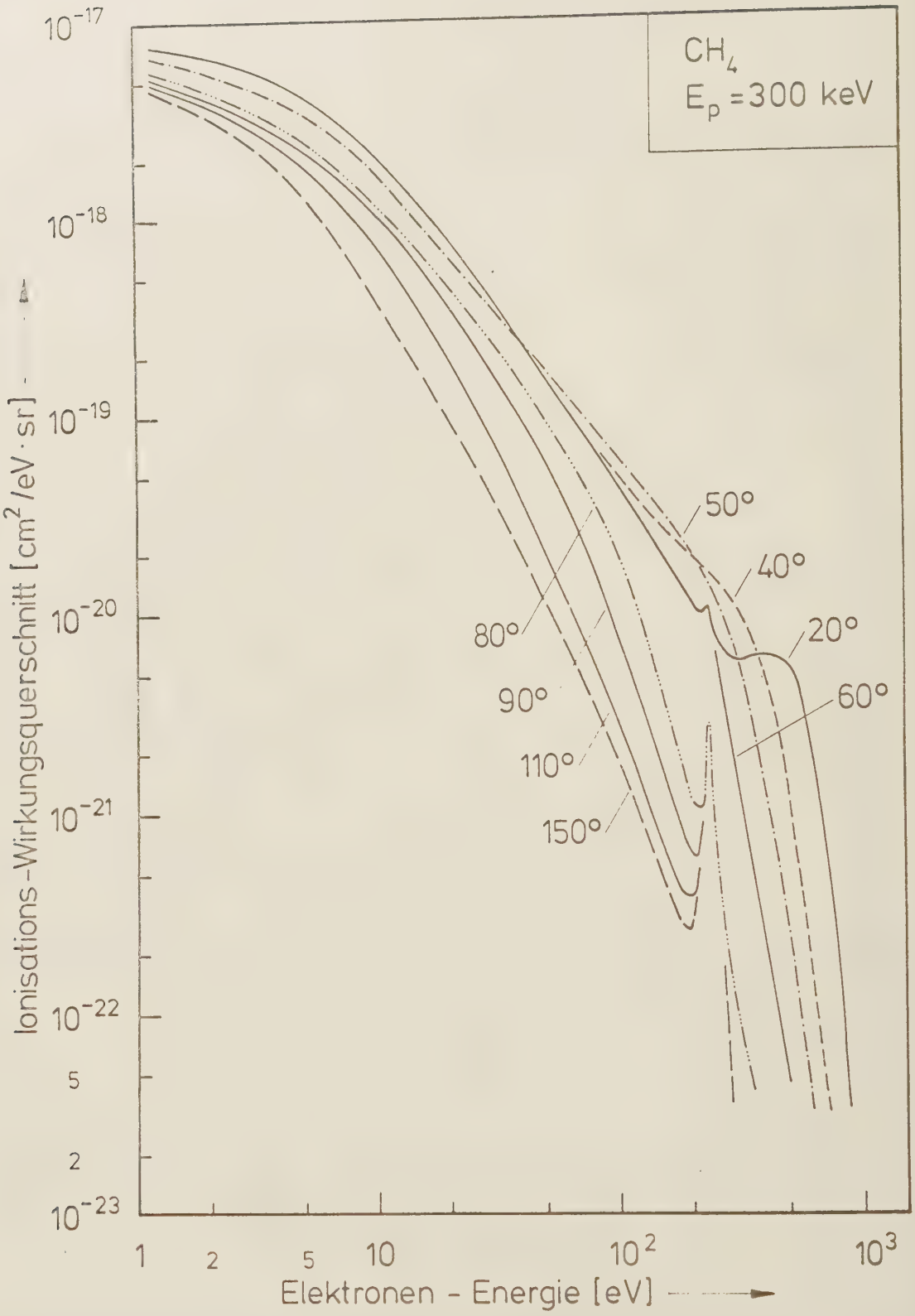


Abb. 21: Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Methan durch 300 keV Protonen

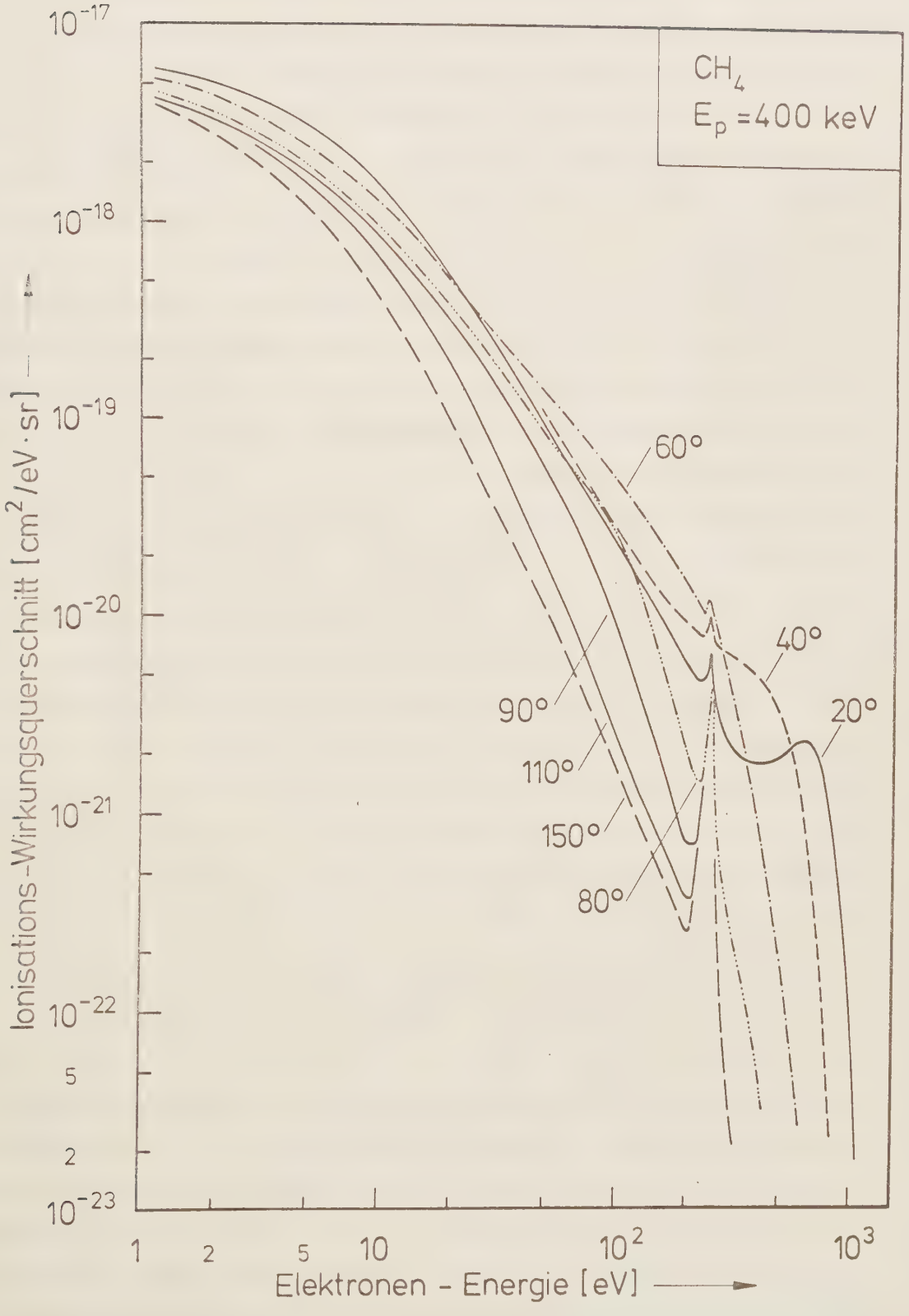


Abb. 22: Zweifach differentieller Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Methan durch 400 keV Protonen

Bevor auf die Meßergebnisse im einzelnen eingegangen wird, sei darauf hingewiesen, daß die Kurven sowohl von Helium als auch von Stickstoff und Methan Feinstrukturen aufweisen,die auf Autoionisations-Elektronen zurückzuführen sind. Die Kurven von Helium zeigen ein Maximum bei etwa 30 eV und die von Stickstoff und Methan bei 260 bzw. 330 eV. Die entsprechenden Spektren werden im folgenden Abschnitt ausführlich behandelt.
Im folgenden wird eine phänomenologische Beschreibung der gemessenen Wirkungsquerschnitte gegeben. Zur Deutung wird lediglich ein Vergleich mit freien Elektronen angestellt, mit denen sich einige grundsätzliche Merkmale der Meßkurven erklären lassen.
Die Wirkungsquerschnitte nehmen in der Regel mit steigendem Winkel ab. Im Winkelbereich von 110° aufwärts sind sie jedoch in etwa konstant. Die Emission von Elektronen in Rückwärtswinkeln, die für freie Elektronen nach dem Energie- und Impulssatz verboten sind, läßt sich nur durch die Bindung des Elektrons an das Molekül erklären.
Bei kleinen Elektronenenergien ist die Winkelabhängigkeit über den gesamten Winkelbereich weniger ausgeprägt. In diesem Energiebereich spielt die Bindung des Elektrons an das Molekül eine entscheidende Rolle. Die Elektronenemission ist umso mehr isotrop, je höher die Protonenenergie ist. Die Isotropie ist bei Stickstoff und Methan größer als bei Helium.

Mit steigender Elektronenenergie fallen die Wirkungsquerschnitte über mehrere Zehnerpotenzen ab. Oberhalb einer bestimmten Energie ist der Abfall besonders steil, und die Wirkungsquerschnitte werden bei einer bestimmten Grenzenergie zu Null. Diese Energie nimmt mit steigendem Winkel ab. Sie entspricht dem nach Energie-und Impulssatz möglichen maximalen Energieübertrag.
Der Anstieg der Kurven zu kleinen Energien ist bei den verschiedenen Gasen unterschiedlich. Er ist in der Reihenfolge Helium, Stickstoff und Methan mehr ausgeprägt.

Mit zunehmender Protonenenergie bildet sich - insbesondere bei kleinen Winkeln - unmittelbar unterhalb der erwähnten Grenzenergie ein breites Maximum heraus (siehe zum Beispiel 20°-Kurve in Abb. 22). Die Lage des Maximums verschiebt sich mit zunehmendem Winkel nach kleineren Energien. Das hat zur Folge, daß bei höheren Protonenenergien in einigen Fällen die Wirkungsquerschnitte für größere Winkel größer sind als die für kleine Winkel. Dieses Verhalten läßt sich durch einen Vergleich mit freien Elektronen deuten. Der Einfluß der Bindung des Elektrons an das Molekül auf den Reaktionsmechanismus nimmt mit steigendem Energieübertrag ab, so daß die Elektronen im betrachteten Energiebereich mit steigender Protonenenergie in wachsendem Maß als frei anzusehen sind. Für freie Elektronen ist nach Energie- und Impulssatz ein scharfer Peak (Deltafunktion) bei der erwähnten Grenzenergie zu erwarten. Mit den beschriebenen Maxima deutet sich dieser Peak an, und zwar umso mehr, je höher die Protonenenergie ist. Ferner sind die Maxima umso stärker ausgeprägt, je kleiner die mittlere Bindung der an der Reaktion beteiligten Elektronen ist. Wie man den Abb. 15 - 22 entnehmen kann, sind die Maxima in der Reihenfolge Stickstoff, Helium und Methan stärker sichtbar.

Die Wirkungsquerschnitte nehmen in der Regel mit steigender Protonenenergie ab. Bei großen Elektronenenergien ist das jedoch nicht der Fall, da der maximal mögliche Energieübertrag mit steigender Protonenenergie zunimmt.
Eine vollständige Deutung der beschriebenen Merkmale kann nur im Rahmen einer quantenmechanischen Berechnung der Wirkungsquerschnitte erfolgen, die insbesondere die Schalenstruktur der Atome berücksichtigt.

4 Die Messung der Autoionisations-Elektronen

4.1 Der Reaktionsmechanismus

In dem vorangegangenen Abschnitt wurde bereits darauf hingewiesen, daß die Kurven in Abb. 16 - 22 Feinstrukturen aufweisen. Es handelt sich dabei um eine ganze Reihe nahe beieinander liegender Peaks, die für die jeweilige Gasart charakteristisch sind und deren Lage von der Protonenenergie und dem Emissionswinkel der Elektronen unabhängig ist.
Das Auftreten von monoenergetischen Elektronen bei der Ionisation von Gasmolekülen durch energiereiche Ionen läßt sich auf Autoionisation zurückführen. Der Reaktionsmechanismus stellt sich wie folgt dar. Wird ein Atom bzw. Molekül hinreichend stark angeregt, so ist es beim Übergang in den Grundzustand in der Lage, ein Elektron zu emittieren. Geht der Anregung eine Ionisation voraus, so spricht man auch vom Auger-Effekt des Atoms. Im Einteilchenbild läßt sich der Mechanismus dann wie folgt beschreiben.
Ein streuendes Ion löst ein Elektron in einer relativ tiefen Schale des Atoms aus. Das Ion verbleibt dann in einem hochangeregten Zustand. Die Energie, die beim Nachrücken eines Elektrons aus einer äußeren Schale frei wird, überträgt sich auf ein weiteres äußeres Elektron und versetzt es in einen kontinuierlichen Energiezustand. An dem Auger-Prozeß sind jeweils drei Elektronen beteiligt, wovon zwei vom Atom bzw. Molekül abgelöst werden. Ein Elektron wird mit einer festen Energie emittiert, die Rückschlüsse auf die Schalenstruktur und die Energiezustände des Atoms zuläßt.
Unter Berücksichtigung des beschriebenen Reaktionsmechanismus hat Lichten (Li 67) darauf hingewiesen, daß bei der Autoionisation, die durch Stoß mit energiereichenden Ionen verursacht wird, Elektronen in zwei Energiebereichen zu erwarten sind, je nachdem der

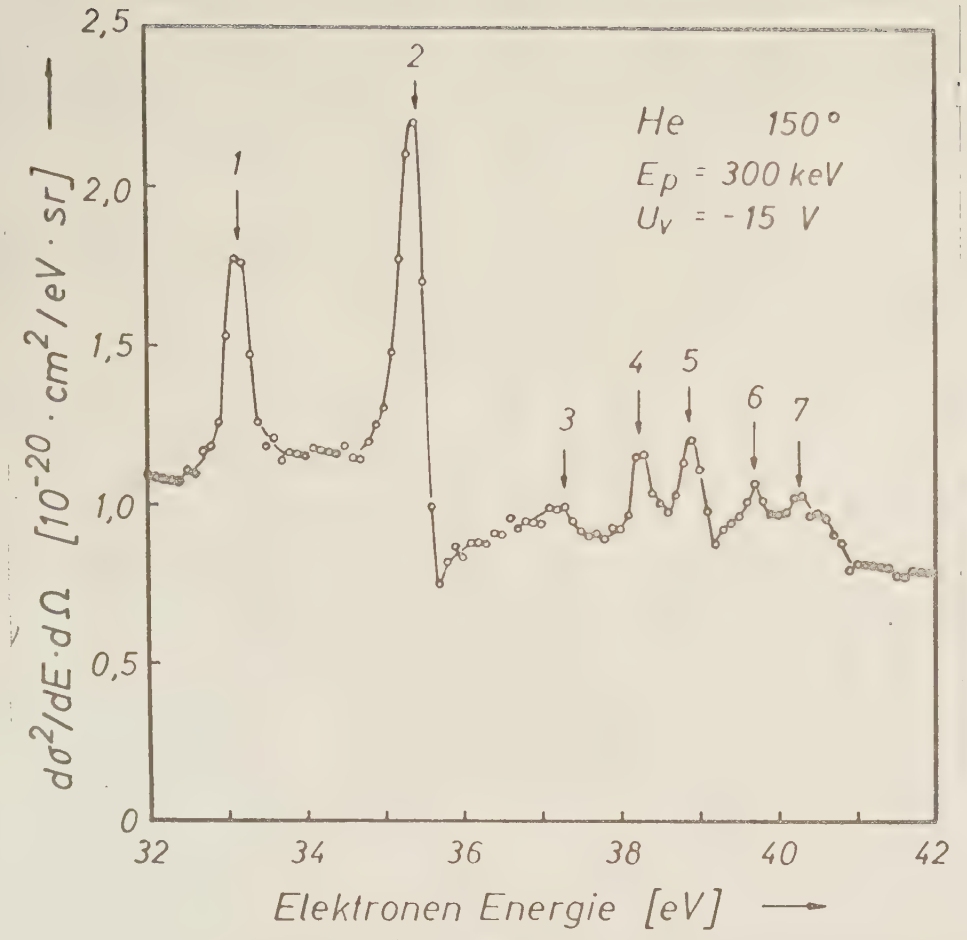
Elektronenemission eine Anregung bzw. eine Ionisation des Atoms vorausgeht. Im ersten Fall sind Elektronen mit Energien bis zu einigen zehn eV und im zweiten Fall von einigen hundert eV zu erwarten. Die Voraussage von Lichten ist durch die Messungen von Rudd et al. (Ru 64, Ru 65, Ru 66 a, Ru 68, Ed 68) mit He, Ar, O_2 und Ne bestätigt worden.
Bei den vorliegenden Messungen an Helium, Stickstoff und Methan lassen sich ebenfalls die beiden Reaktionsmechanismen demonstrieren. Wegen der einfachen Schalenstruktur treten bei Helium keine Auger-Elektronen auf. Die Autoionisation erfolgt durch eine Zweifachanregung des Helium-Atoms in quasi-kontinuierliche Zustände. Die entsprechenden Elektronen-Peaks treten bei etwa 35 eV auf. Bei Stickstoff und Methan werden Auger-Elektronen im Energiebereich um 350 bzw. 250 eV emittiert.
Die entsprechenden Spektren werden in den nachfolgenden Abschnitten dargestellt. Eine atomtheoretische Deutung der Spektren ist vor allem insofern interessant, weil bei Streuung mit energiereichen Ionen Übergänge auftreten, die bei Anregung mit Photonen verboten sind. Eine derartige Deutung kann jedoch im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht durchgeführt werden.

4.2 Die Meßergebnisse für Helium und der Vergleich mit Literaturangaben

In Abb. 23 werden zunächst am Beispiel des Heliums die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit mit denen von Rudd verglichen. In Abb. 23 a ist der Wirkungsquerschnitt für die Emission von Autoionisationselektronen in Abhängigkeit von der Elektronenenergie aufgetragen. Die Spektren sind bei einem Winkel von 150° und einer Protonenenergie E_p von 300 keV aufgenommen worden. Da die Breite der Peaks, die man bei der Messung mit monoenergetischen Elektronen erhält, von der Energie der Elektronen beim Durchgang durch das Spektrometer bestimmt wird, sind die

Elektronen vor Eintritt in das Spektrometer um 15 eV abgebremst worden. Damit ergibt sich im vorliegenden Fall für das absolute Auflösungsvermögen ein Wert von 0.2 eV für 35 eV-Elektronen. Zum statistischen Fehler der Meßwerte sei darauf hingewiesen, daß bei der Messung des Wirkungsquerschnitts von $1 \cdot 10^{-20}$ $cm^2/eV \cdot sr$ etwa 3500 Impulse pro Meßpunkt gezählt wurden. Das entspricht einem Fehler von 2 %.
Abb. 23 b ist im wesentlichen eine Kopie einer Zeichnung aus der Arbeit von Rudd (Ru 64). Die entsprechende Messung ist bei einem Winkel von 160° und einer Protonenenergie von 75 keV durchgeführt worden. Die Elektronen wurden um 20 eV abgebremst. Rudd gibt das relative Auflösungsvermögen des von ihm verwendeten Spektrometers mit 3 % an. Damit erhält man für das absolute Auflösungsvermögen bei 35 eV einen Wert von 0.45 eV. Rudd macht keine Angaben über den statistischen Fehler. Die Streuung der Meßwerte zeigt jedoch, daß er größer ist als 2 %.

Vergleicht man die beiden Kurven in Abb. 23, so zeigt sich, daß die Spektren hinsichtlich der Peakhöhen trotz der unterschiedlichen Protonenenergien sehr ähnlich sind. Das besagt, daß sich die Anregungswahrscheinlichkeit für die Autoionisationszustände im betrachteten Energiebereich der Protonen nur wenig ändert. Wegen der besseren Statistik der Meßwerte und des größeren Auflösungsvermögens des vorliegenden Spektrometers gegenüber dem von Rudd lassen sich eine Reihe gut definierter zusätzlicher Autoionisations-Peaks auflösen.
In Tabelle 3 sind die 7 Peaks des Spektrums gemäß Abb. 23 a aufgeführt. Es sei darauf hingewiesen, daß die Elektronenenergie der entsprechenden Peaks bei Rudd um etwa 0.2 eV höher liegen. Diese Abweichung läßt sich durch Störfelder und Kontaktpotentiale erklären.



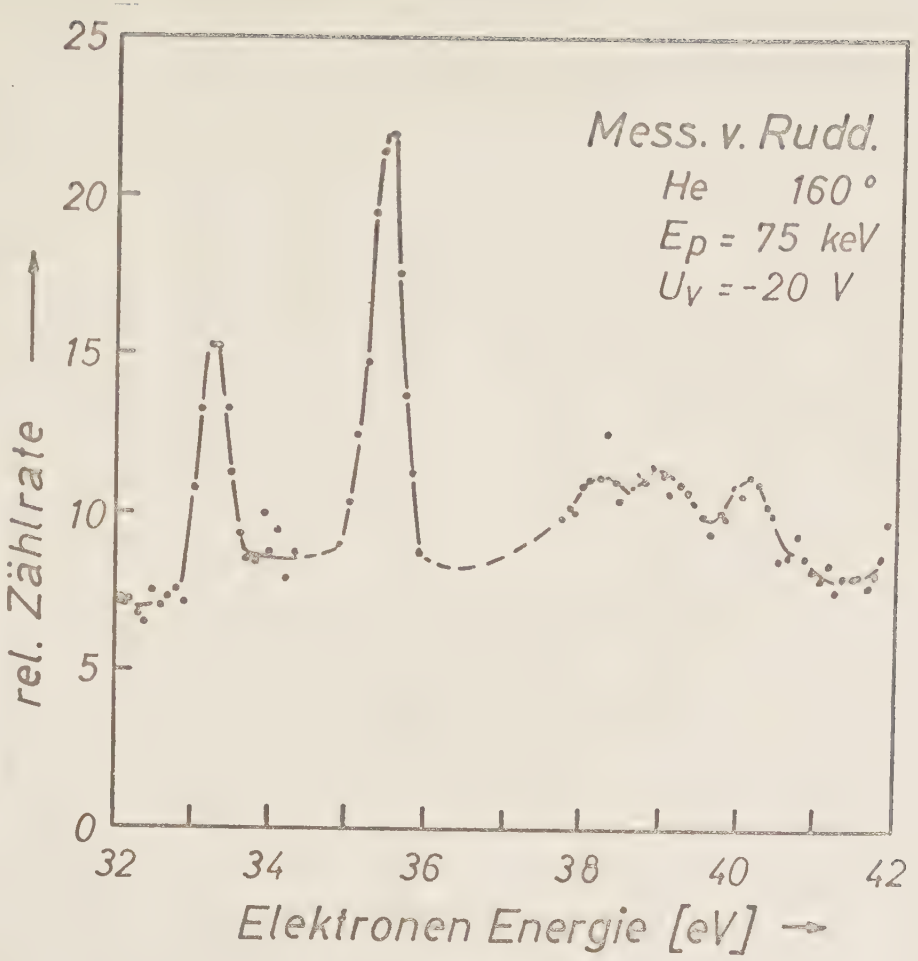


Abb. 23 a und 23 b: Vergleich des gemessenen Autoionisations-Spektrums von Helium mit Ergebnissen von Rudd (Ru 65)

Tabelle 3: Die Autoionisations-Peaks von Helium

Peak-Nr	1	2	3	4	5	6	7
Energie im Peak Maximum (eV)	33.1 ±0.1	35.4 ±0.1	37.3 ±0.2	38.2 ±0.1	38.9 ±0.1	39.7 ±0.1	40.2 ±0.1

4.3 Die Meßergebnisse für Stickstoff und Methan

In Abb. 24 und 25 sind die Auger-Elektronenspektren von Stickstoff und Methan dargestellt.
Dabei ist der Wirkungsquerschnitt für die Emission von Elektronen im Energiebereich von 300 - 400 eV für Stickstoff und von 200 - 280 eV für Methan aufgetragen. Da die Zählraten bei der Messung relativ klein waren, wurde im vorliegenden Fall keine Abbremsung der Elektronen vorgenommen, da diese die Zählrate reduziert. Das absolute Auflösungsvermögen beträgt demnach 1.1 % der Elektronenenergie. Der statistische Fehler der Meßwerte ist in der Regel kleiner als 2 %.
Um die Abhängigkeit der Peakhöhen von dem Emissionswinkel der Elektronen und der Protonenenergie aufzuzeigen, wurde in Abb. 24 und 25 eine Anzahl entsprechender Spektren gegenübergestellt. In der oberen Bildfolge wird die Protonenenergie bei konstantem Winkel von 150° in drei Schritten variiert. In diese Folge gehört auch das rechte Spektrum der unteren Serie, das bei 150° und 500 keV aufgenommen wurde. In der unteren Bildfolge ändert sich der Winkel bei konstanter Protonenenergie von 500 keV.
Vergleicht man die Spektren der unteren Bildfolge, so sieht man bei Berücksichtigung des jeweiligen kontinuierlichen Untergrundes, daß die Peakhöhen unabhängig vom Emissionswinkel der Elektronen sind. Es läßt sich vermuten, daß die Autoionisationszustände relativ

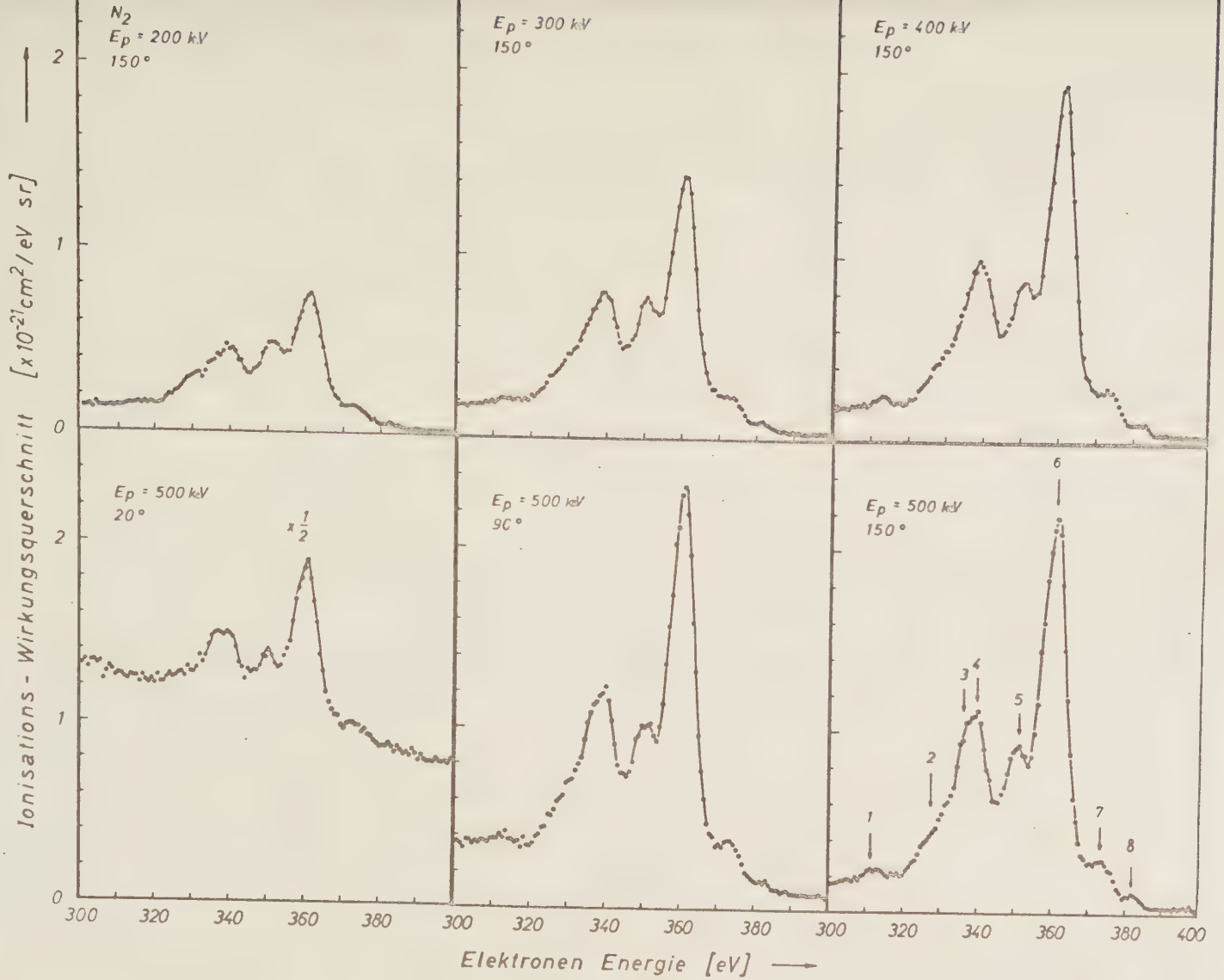


Abb. 24: Auger-Elektronenspektren von Stickstoff

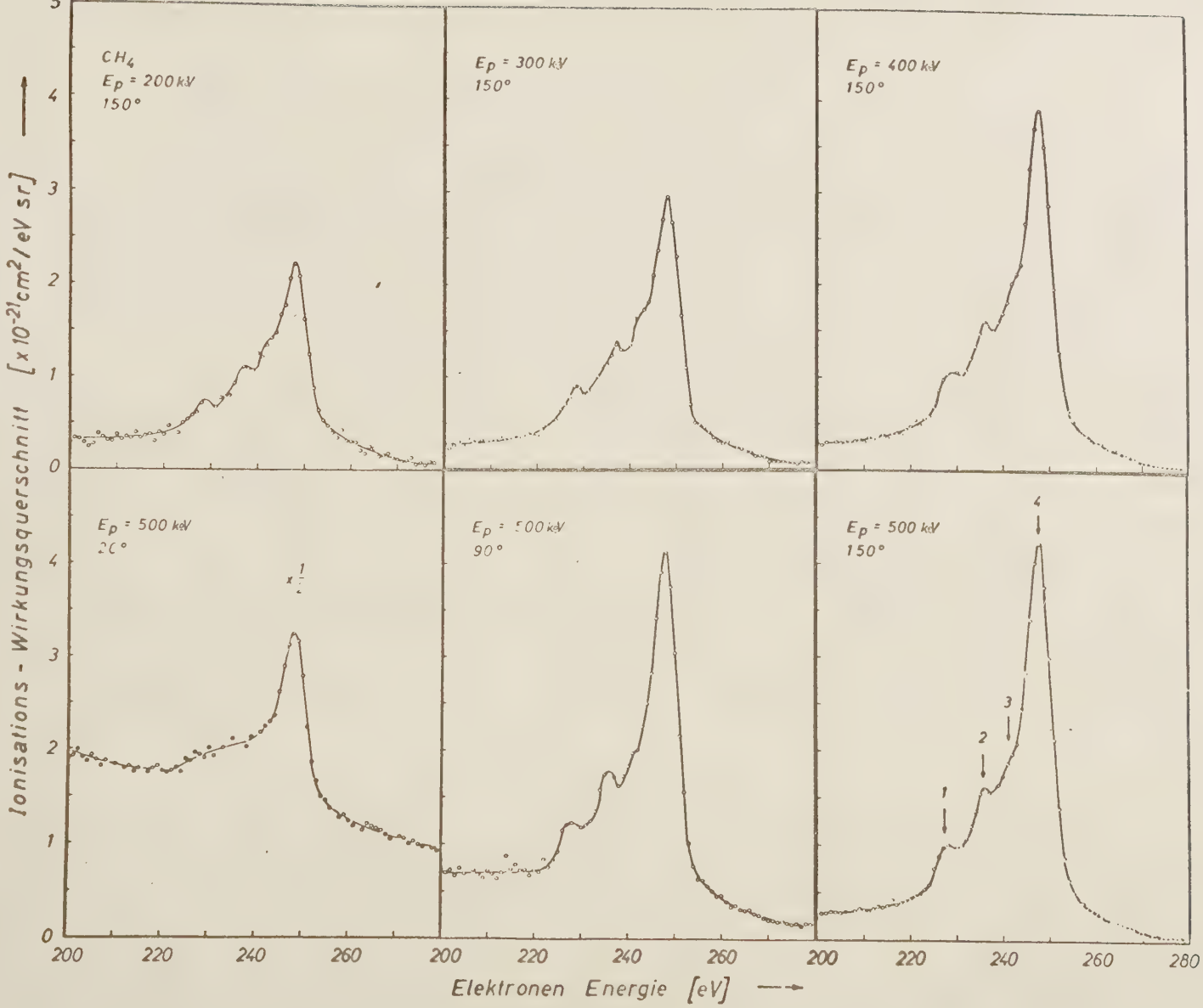


Abb. 25: Auger-Elektronenspektren von Methan

langlebig sind und daß die Emission des Auger-Elektrons erst nach einer statistisch ungeordneten Drehung des Moleküls erfolgt.
Die Spektren der oberen Bildfolge zeigen, daß die Peakhöhen mit steigender Protonenenergie zunehmen. Bei Berücksichtigung des Reaktionsmechanismus läßt sich dieses Verhalten plausibel machen. Der Emission eines Auger-Elektrons geht die Ablösung eines Elektrons in einer tieferen Schale voraus. Hierfür ist ein relativ hoher Energieübertrag erforderlich, der bei steigender Protonenenergie mit zunehmender Wahrscheinlichkeit geleistet wird.
Bei Stickstoff und Methan lassen sich 8 bzw. 4 Auger-Peaks mehr oder weniger gut unterscheiden, deren Energien gemäß der Numerierung in Abb. 24 und 25 in den Tabellen 4 und 5 angegeben sind. Dabei wurde im wesentlichen das 150°/500 keV-Spektrum zugrundegelegt. Da sich die Höhe der einzelnen Peaks mit steigender Protonenenergie relativ zueinander ändert, sind einige Maxima bei niederen Protonenenergien besser sichtbar. Das trifft vor allem für den Peak Nr. 2 und 5 bei Stickstoff und den Peak Nr. 3 bei Methan zu.
Wie bereits erwähnt wurde, soll in der vorliegenden Arbeit keine atomtheoretische Deutung der Auger-Spektren erfolgen (siehe dazu zum Beispiel (Me 66)). Aufgrund der einfachen Schalenstruktur der an der Reaktion beteiligten Atome läßt sich jedoch leicht feststellen, daß die Emission der Auger-Elektronen bei Stickstoff und Methan auf das Ablösen eines K-Elektrons von Stickstoff bzw. Kohlenstoff zurückzuführen ist. Die Energie der Auger-Elektronen stimmt größenordnungsmäßig mit der Ionisierungsenergie der entsprechenden K-Elektronen überein.

Tabelle 4: Die Auger-Peaks von Stickstoff

Peak-Nr	1	2	3	4	5	6	7	8
Energie im Peak-Maximum (eV)	313 ±1.5	328 ±2.0	337 ± 1	340 ±0.5	351 ±0.5	361 ±0.5	373 ± 1	381 ± 1

Tabelle 5: Die Auger-Peaks von Methan

Peak-Nr	1	2	3	4
Energie im Peak-Maximum (eV)	228 ± 1	236 ±0.5	243 ±1.5	248 ±0.5

5 Die Integration der zweifach differentiellen Ionisations-Wirkungsquerschnitte

5.1 Das numerische Integrationsverfahren

Zur Berechnung der einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dE$ und der totalen Wirkungsquerschnitte σ wurden die in Abschnitt 3 dargestellten zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte $d^2\sigma/dE\,d\Omega$ numerisch integriert. Im folgenden Abschnitt wird das Integrationsverfahren beschrieben und eine Fehlerabschätzung für die Ergebnisse durchgeführt. In den beiden anschließenden Abschnitten werden integrale Wirkungsquerschnitte dargestellt.
Bei der Rechnung wurden folgende Gleichungen zugrunde gelegt.

$$(1) \qquad \frac{d\sigma}{dE}(E) = 2\pi \int_{-1}^{1} \frac{d^2\sigma}{dE\,d\Omega}(E,\cos\theta)\, d\cos\theta$$

$$(2) \qquad \sigma = \int_{0}^{E_0} \frac{d\sigma}{dE}(E)\, dE$$

Dabei ist E_0 der nach Impuls- und Energiesatz maximale mögliche Energieübertrag.
Die numerische Auswertung wurde an einer digitalen Rechenanlage (Fa. Siemens, Typ S 4004) durchgeführt. Das Integrationsprogramm erfordert die Darstellung der zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte an beliebigen Punkten der Winkel und Energieskala. Zu diesem Zweck wurde eine Interpolation zwischen den Meßwerten durchgeführt.
Die Wirkungsquerschnitte wurden im Winkelbereich von 20° - 150° in Abständen von 10° gemessen. Die Anzahl der Meßwerte ist ausreichend,um eine Kurve im vorliegenden Winkelbereich zu definieren. Zur Interpolation wurde jedem Meßpunkt eine Parabel zugeordnet, die durch den

Punkt und die beiden angrenzenden Meßwerte verläuft. Der Funktionswert für Punkte zwischen zwei Meßwerten wurde ermittelt, indem der Mittelwert der entsprechend gewichteten Funktionswerte der Parabeln, die zu den beiden angrenzenden Meßpunkten gehören, berechnet wurde. Nach Gleichung (1) wird die Integration im Bereich von 0° - 180° ausgeführt. Da der Meßbereich kleiner ist, mußten die Meßwerte extrapoliert werden. Da das in der Regel zu größeren Abweichungen führt, wurde der Winkelbereich virtuell auf - 30° bis 220° erweitert. Bei - 30°, - 20°, 210° und 220° wurden in der entsprechenden Reihenfolge die Meßwerte von 30°, 20°, 150° und 140° zugrunde gelegt. Durch dieses Verfahren konnte die Extrapolation auf eine Interpolation zurückgeführt werden.

Bei der Beurteilung des Fehlers,der sich aus der Extrapolation ergibt, sollte beachtet werden, daß die Integrationsvariable nicht θ sondern $\cos\theta$ ist. Berücksichtigt man $(\cos 0^\circ - \cos 20^\circ)/(\cos 0^\circ - \cos 180^\circ) = 0.03$, so sieht man, daß die betrachtete Extrapolation in einem Bereich ausgeführt wird, der nur 3 % des Gesamtbereichs beträgt. Obwohl der Bereich von 0° - 20° relativ klein ist, können durch die Extrapolation größere Fehler auftreten. Das ist der Fall bei hohen Elektronenenergien, bei denen der Wirkungsquerschnitt mit steigendem Winkel stark abnimmt. Bei großen Energien ist die Integration der Wirkungsquerschnitte nur dann sinnvoll durchzuführen, wenn die Meßwerte sowohl von 20° als auch von 30° noch mit hinreichender Statistik bestimmt wurden. Demnach wurden die integralen Wirkungsquerschnitte nur soweit bestimmt, als Meßpunkte für 30° vorlagen.
Die Extrapolation im Intervall von 150° - 180° bereitet keine Schwierigkeiten, da die Wirkungsquerschnitte im Bereich von 110° - 180° nahezu konstant und zudem im allgemeinen sehr klein sind.

Abschätzungen ergaben, daß der Fehler der relativen einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte in der Regel kleiner ist als der statistische Fehler der entsprechenden zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte. Das gilt auch bei hohen Elektronenenergien, bei denen das Extrapolationsverfahren unsicher ist, da in diesem Fall der entsprechende statistische Fehler groß ist.
Die Integration über die Energie der Elektronen gemäß Gleichung (2) wurde nach dem gleichen zuvor beschriebenen Interpolationsverfahren durchgeführt. Da im betrachteten Energiebereich eine große Anzahl von Meßwerten vorliegt, sind die Rechenergebnisse hinreichend gut gesichert. Die Extrapolation zu 0 eV konnte ohne Schwierigkeiten vorgenommen werden.
In diesem Zusammenhang ergibt sich jedoch eine Fehlerquelle von anderer Art. Da die Wirkungsquerschnitte mit abnehmender Elektronenenergie stark ansteigen, werden die totalen Wirkungsquerschnitte vor allem durch die niederenergetischen Elektronen bestimmt. Durch die Unsicherheit, mit der die Messung dieser Elektronen verbunden ist, ergeben sich für die totalen Wirkungsquerschnitte relativ große Fehler, die in einigen Fällen von der gleichen Größenordnung sind wie der Meßfehler des f-Wertes (siehe Gleichung (2) in 3.2).

5.2 Die einfach differentiellen Ionisierungs-Wirkungsquerschnitte

In Abb. 26 - 28 sind Ergebnisse der im vorhergehenden Abschnitt beschriebenen Rechnung dargestellt. Dabei sind die einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte von Helium, Stickstoff und Methan für eine Reihe von Protonenenergien in Abhängigkeit von der Elektronenenergie aufgetragen. In Abb. 26 sind ferner experimentelle Werte von Rudd et al. (Ru 66) gezeichnet und theoretische Ergebnisse aus Rechnungen mit der Bornschen Näherung eingezeichnet.

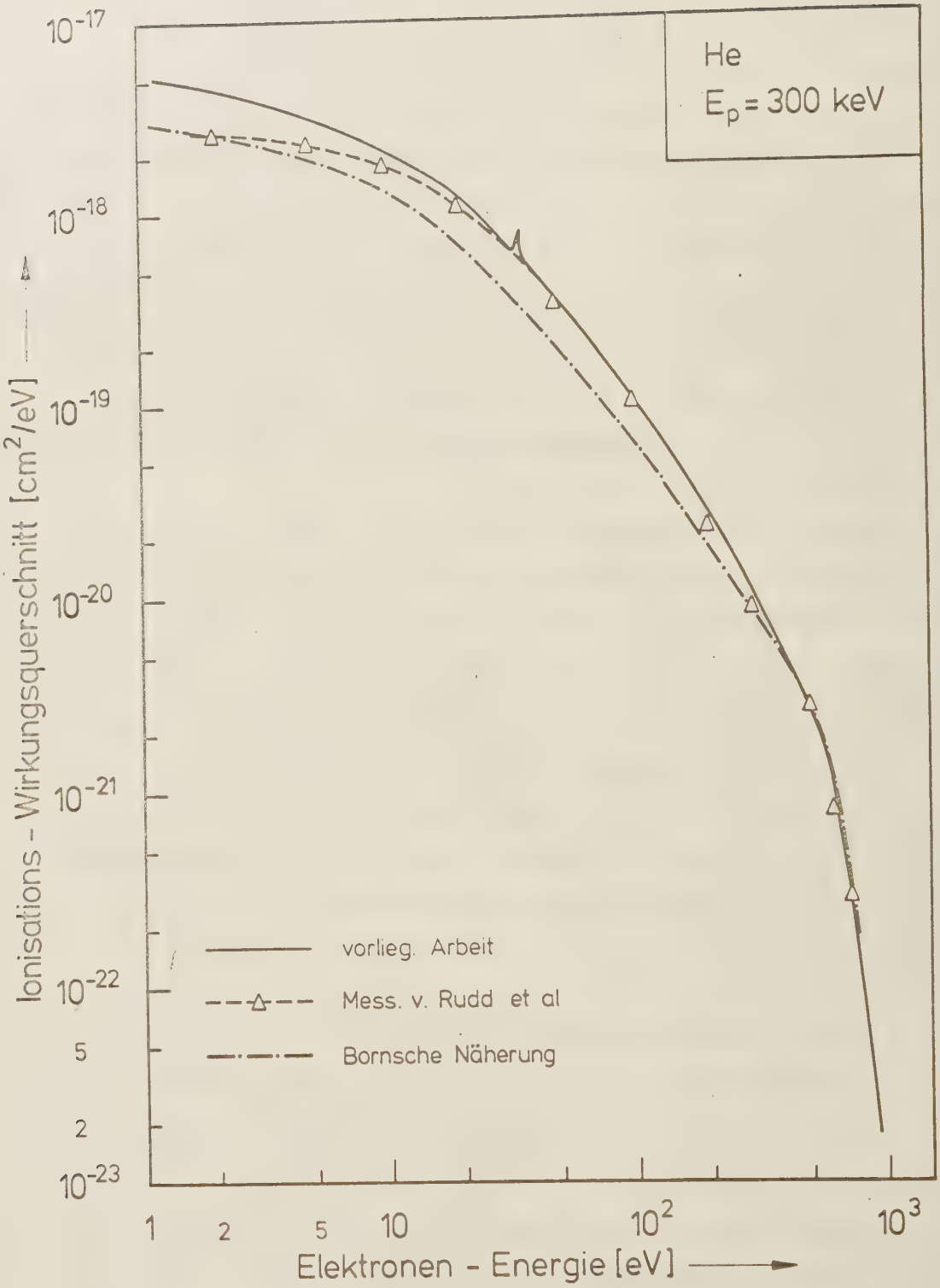


Abb. 26: Einfach differentieller Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Helium durch 300 keV Protonen

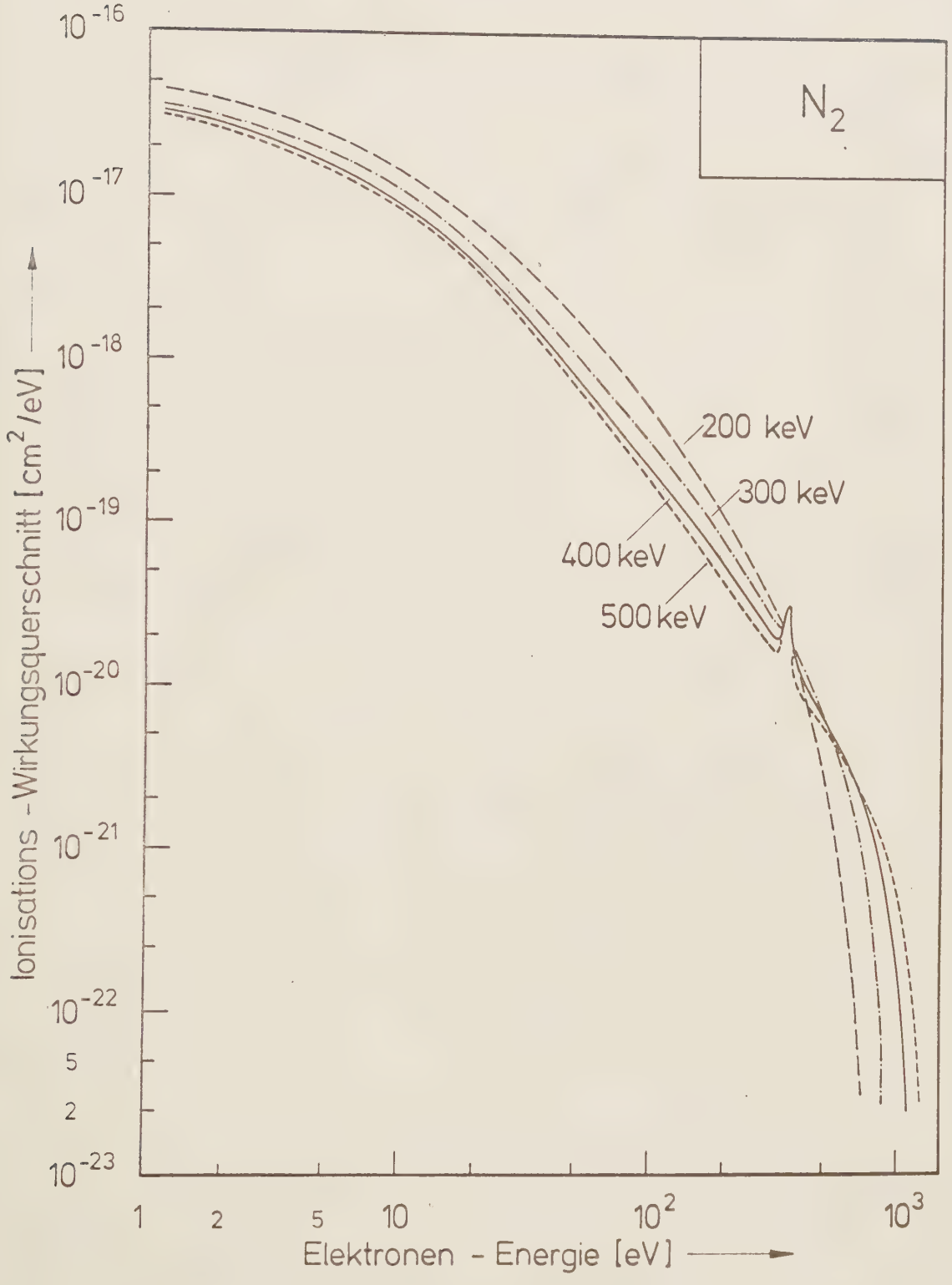


Abb. 27: Einfach differentieller Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Stickstoff durch Protonen

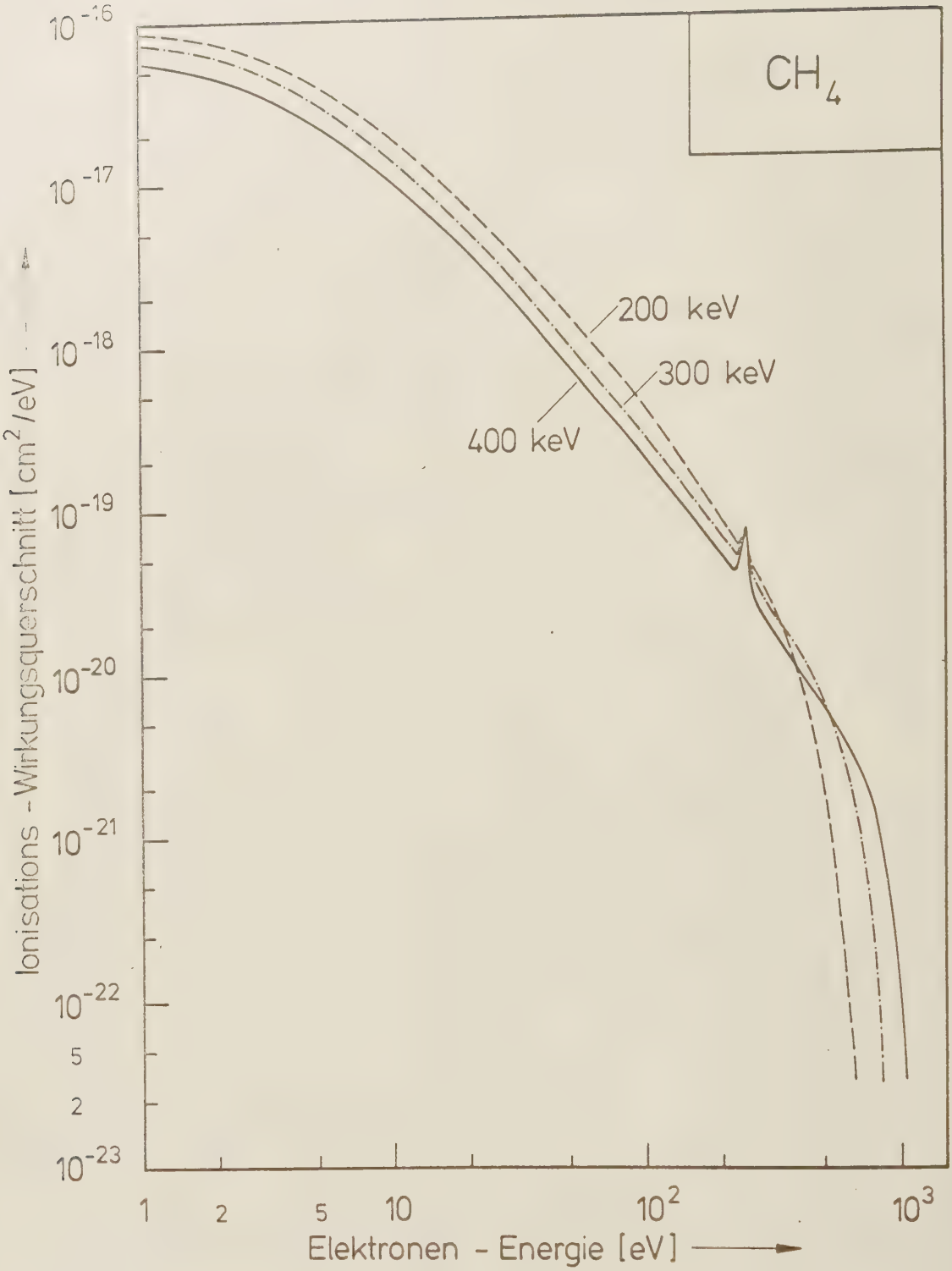


Abb. 28: Einfach differentieller Wirkungsquerschnitt für die Ionisation von Methan durch Protonen

Der relative Verlauf der Kurven entspricht denjenigen der zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte. Die Kurven fallen mit steigender Elektronenenergie stark ab und werden bei einer bestimmten Grenzenergie zu Null. Die Wirkungsquerschnitte wachsen im allgemeinen mit abnehmender Protonenenergie an. Bei sehr hohen Elektronenenergien ist das jedoch nicht der Fall, da die Grenzenergie mit zunehmender Protonenenergie anwächst. Die Wirkungsquerschnitte der beiden Molekülarten Stickstoff und Methan sind oberhalb von etwa 10 eV nahezu gleich groß. Bei sehr kleinen Elektronenenergien sind die Werte von Stickstoff etwa um den Faktor 2 kleiner. Vergleicht man die He-Werte der vorliegenden Arbeit mit denen von Rudd et al., so zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Bei kleinen Energien ergeben sich jedoch Abweichungen, deren mögliche Ursache in Abschnitt 3.3 diskutiert wurde.

Die theoretischen Wirkungsquerschnitte, die von Rudd et al. (Ru 66) aus der Bornschen Näherung berechnet wurden (siehe dazu Abschnitt 6.3), stimmen bei hohen Energien gut mit den experimentellen Werten überein. Bei kleineren Energien treten Abweichungen auf. Die theoretischen Werte sind im Energiebereich bis 200 eV um etwa den Faktor 0.5 kleiner als die experimentellen Wirkungsquerschnitte der vorliegenden Arbeit.
Es sei vermerkt, daß die Wirkungsquerschnitte für freie Elektronen eine bei weitem schlechtere Übereinstimmung zeigen als die Ergebnisse aus der Bornschen Näherung. Abweichungen ergeben sich vor allem bei kleinen Elektronenenergien, da in diesem Fall die Bindung der Elektronen an das Atom eine überragende Rolle spielt. Bei hohen Energien erhält man jedoch - wenn auch nur in einem relativ kleinen Energiebereich - eine gute Übereinstimmung der Wirkungsquerschnitte für freie Elektronen sowohl mit den experimentellen Werten als auch mit den Ergebnissen aus der Bornschen Näherung.

Daraus ergibt sich eine sehr gute Bestätigung des Faktors f aus Gleichung (2) in Abschnitt 3.2, der bei der Normierung aller in der vorliegenden Arbeit gemessenen Wirkungsquerschnitte zugrunde gelegt wurde. Das ist im Hinblick auf den großen Meßfehler des f-Wertes von Wichtigkeit.

5.3 Die totalen Ionisations-Wirkungsquerschnitte

In Abb. 29 sind die Resultate der Integration der einfach differentiellen Ionisations-Wirkungsquerschnitte (Abb. 26 - 28) zusammengestellt. Dabei werden die experimentellen Ergebnisse der vorliegenden Arbeit mit Messungen von McDaniel et al. (Da 61) und Rechnungen von Mapleton (Ma 58) nach der Bornschen Näherung (siehe dazu 6.3) verglichen.
Da die totalen Wirkungsquerschnitte im betrachteten Energiebereich der Protonen in Näherung der Protonenenergie umgekehrt proportional sind (Beth 30), wurde ein doppelt logarithmischer Maßstab gewählt. Wie man sieht, sind die Kurven in Abb. 29 in etwa Geraden mit der Steigung von -1.
Der Abb. 29 kann man entnehmen, daß die Meßwerte der vorliegenden Arbeit insgesamt höher liegen als die von McDaniel, und zwar um den Faktor 1.3 bei Stickstoff und 1.6 bei Helium.
Daniels verwendet bei seiner Messung das Ionisationskammerprinzip. Er gibt einen Fehler von 6 % an, der in erster Linie durch die Druckmessung verursacht wird.
Die Werte von McDaniel zeigen im Fall von Helium eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus der Bornschen Näherung.
Der Fehler für die Meßwerte der vorliegenden Arbeit wird im wesentlichen durch den Meßfehler des Normierungsfaktors f (siehe Gleichung (2) in 3.2) bestimmt.
Dieser Fehler wurde zunächst zu 30 % abgeschätzt.

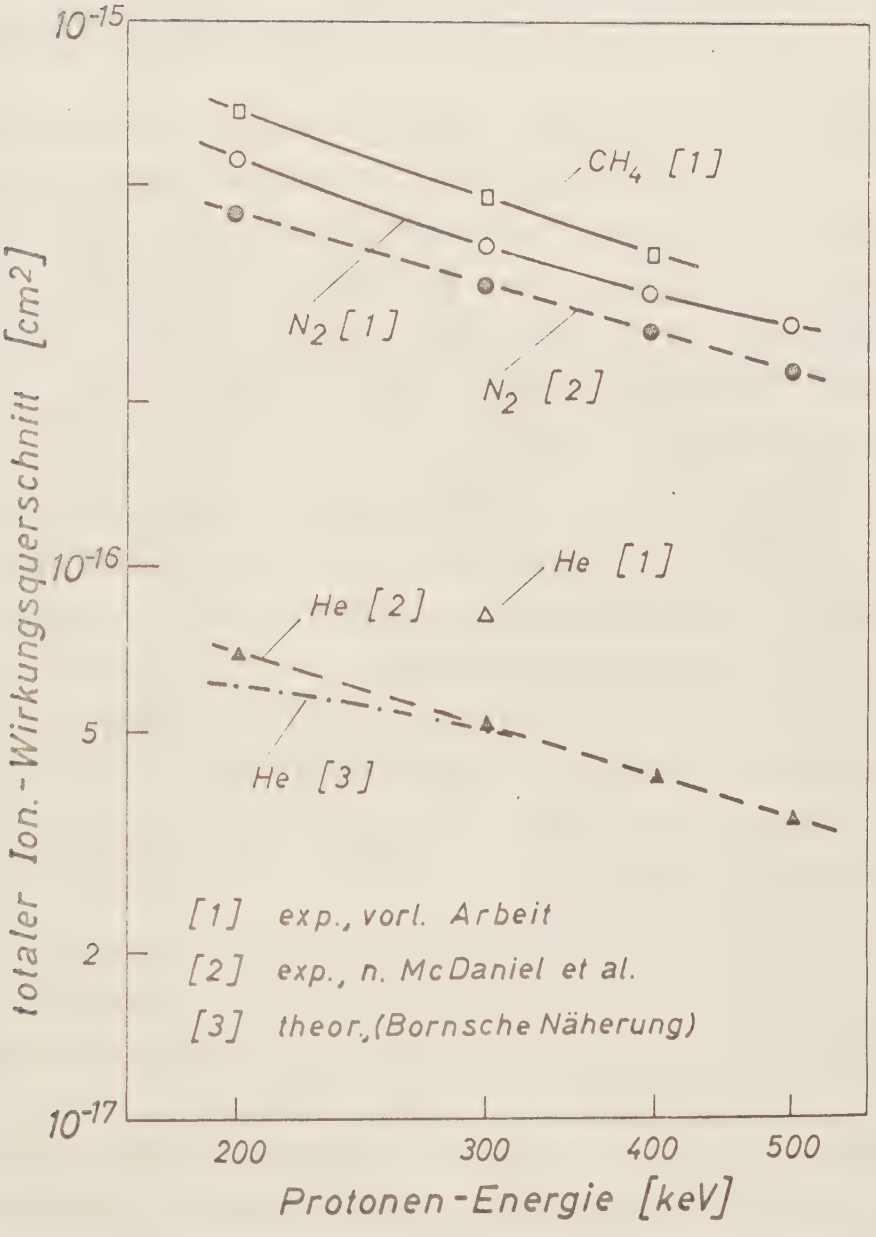


Abb. 29: Totale Wirkungsquerschnitte für die Ionisation von Helium, Stickstoff bzw. Methan durch Protonen

Die gute Übereinstimmung der gemessenen einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den theoretischen Ergebnissen bei hohen Elektronenenergien und den experimentellen Werten von Rudd (siehe Abb. 26) zeigt jedoch, daß dieser Fehler kleiner ist und höchstens 7 % beträgt.
Bei der Beurteilung der Abweichungen muß berücksichtigt werden, daß der totale Ionisations-Wirkungsquerschnitt im wesentlichen durch Elektronen mit extrem niederen Energien bestimmt wird. Die Integration der Kurven in Abb. 26 - 28 über Teilgebiete der Energieskala ergab, daß 20 % der Elektronen im Energiebereich bis 3 eV, 50 % bis 10 eV und 90 % bis 60 eV auftreten. Diese Angaben gelten in etwa für alle Kurven in Abb. 26 - 28. Demnach sind im Fall von Helium die Abweichungen der theoretischen Werte für die totalen Wirkungsquerschnitte von den Ergebnissen der vorliegenden Arbeit auf die entsprechenden Abweichungen der einfach differentiellen Wirkungsquerschnitte im niederen Energiebereich der Elektronen zurückzuführen. Da diese Abweichungen erheblich über dem Fehler des f-Wertes liegen, kann nur gefolgert werden, daß die Werte aus der Bornschen Näherung zu klein sind.
Die Tatsache, daß die experimentellen Werte von McDaniel ebenfalls kleiner als die Meßwerte der vorliegenden Arbeit sind, konnte jedoch nicht geklärt werden. Andererseits ist jedoch zu berücksichtigen, daß der totale Wirkungsquerschnitt für Helium, der aus den Experimenten von Rudd bestimmt wurde, ebenfalls größer als der Wert von McDaniel ist, und zwar um etwa 30 %.

6 Die quantenmechanische Berechnung der Ionisations-Wirkungsquerschnitte

6.1 Die Bornsche Näherung

Zur theoretischen Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die Ionisation von Atomen bzw. Molekülen durch energiereiche Ionen ist es erforderlich, Rechenmethoden der Quantenmechanik zu verwenden. So zeigt zum Beispiel eine Theorie, die Gruzinski (Gru 65, Gar 68) nach klassichen Methoden entwickelt hat, wenig Übereinstimmung im Vergleich mit Experimenten an Helium und Wasserstoff (Ku 62, Ru 63).
Da die an der Reaktion beteiligten Atome im allgemeinen komplizierte Vielteilchensysteme sind, ist eine quantenmechanische Rechnung mit großen Schwierigkeiten verbunden. Zur Durchführung der Rechnung sind in der Regel eine Reihe von Näherungen erforderlich.
In den folgenden Abschnitten wird der Abriß einer allgemeinen Theorie zur Ionisation von Atomen bzw. Molekülen gegeben und die Versuche verschiedener Autoren zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte im Hinblick auf die jeweils durchgeführten Näherungen diskutiert. Am Beispiel eines einfachen Systems (He) werden Rechenergebnisse mit Meßwerten der vorliegenden Arbeit verglichen.

Im Fall eines Stoßprozesses erhält man für den Wirkungsquerschnitt σ pro Raumwinkeleinheit ω des gestreuten Teilchens die folgende allgemein bekannte Formel.

$$(1) \qquad \frac{d\sigma}{d\omega} = \left(\frac{M}{2\pi\hbar^2}\right)^2 \frac{P'}{P} |T|^2$$

Dabei ist M die Masse und P bzw. P' der Impuls des Streuteilchens vor und nach dem Stoß.

Sei $H = H_o + V$ eine Summendarstellung des Hamiltonoperators des Systems, so ergibt sich für die Streumatrix T

$$T = \langle \Phi_f | V | \Psi_i \rangle$$

wobei Ψ_i der Anfangszustand des Systems und Eigenvektor von H ist. Entsprechend ist Φ_f der Endzustand und Eigenvektor von H_o.
Die Bornsche Näherung, die zumeist bei den vorliegenden Streuproblemen durchgeführt wird, besteht darin, Ψ_i durch einen Eigenvektor Φ_i von H_o zu ersetzen. Es läßt sich zeigen, daß die Bornsche Näherung im Bereich der Gültigkeit der Bornschen Bedingung zulässig ist. Diese fordert, daß die Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens groß ist gegen die der Atomelektronen.
Im Fall der Streuung eines Protons an einem Atom stellt sich der Hamiltonoperator wie folgt dar.

$$(2) \quad H = T + H_a - Z \cdot e^2/R + \sum_j^Z e^2/|\vec{R} - \vec{r}_j|$$

Dabei ist Z die Ordnungszahl des Atoms, $\vec{R}$ und $\vec{r}_j$ die Ortskoordinaten des einfallenden Teilchens bzw. der Atomelektronen. T und H_a sind die Hamiltonoperatoren des einfallenden Teilchens bzw. des Atoms. Der 3. und 4. Term entsprechen der Wechselwirkung des einfallenden Teilchens mit dem Atomkern bzw. den Elektronen des Atoms.
In der Regel ist es üblich, bei der oben diskutierten Summandendarstellung von H die vier Terme in Gleichung (2) auf zwei Arten zusammenzufassen. Wählt man H_o als Summe der ersten beiden bzw. der ersten drei Terme, so spricht man von der Plane Wave Born Approximation (PWBA) bzw. entsprechend von der Distorted Wave Born Approximation (DWBA).

In beiden Fällen läßt sich Φ_i bzw. Φ_f als Produkt der Wellenfunktionen des Streuteilchens und des Atoms Ψ_a darstellen. In der PWBA ist ersteres eine ebene Welle und in der DWBA eine kontinuierliche Wasserstoffwellenfunktion.

Die PWBA bietet den Vorteil, daß sich das Matrixelement nach Einführung des Impulsübertrages $\vec{Q} = \vec{P} - \vec{P}'$ wesentlich vereinfachen läßt. Man erhält für den gesuchten zweifach differentiellen Ionisations-Wirkungsquerschnitt pro Energie- und Raumwinkeleinheit des emittierten Elektrons

$$(3) \qquad \frac{d^2\sigma}{dEd\Omega} = 8\pi \frac{e^4}{\hbar^2 v^2} \int_{Q_{min}}^{Q_{max}} dQ \, |F(Q)|^2/Q^3$$

Dabei ist v die Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens und F(Q) der sogenannte Formfaktor mit

$$(4) \qquad F(Q) = \sum_j^Z \int \Psi^*_{a,f} \; e^{-i\vec{Q}\vec{r}_j} \; \Psi_{a,i} \, dr$$

Die Integration ist über alle Ortskoordinaten der Atomelektronen auszuführen. Bei der Wellenfunktion des Atoms im Endzustand $\Psi_{a,f}$ ist zu berücksichtigen, daß das Atom ein Elektron im kontinuierlichen Zustand enthält. Im Gültigkeitsbereich der Bornschen Bedingung lassen sich Näherungsformeln für Q_{max} und Q_{min} angeben (Beth 30). Es gilt $Q_{max} = 2mv/\hbar$ und $Q_{min} = W/\hbar v$, wobei W der Energieverlust des Streuteilchens und m die Elektronenmasse ist.

6.2 Die Atom-Wellenfunktionen

Zur Berechnung des Formfaktors müssen die Atom-Wellenfunktionen bestimmt werden. Im Fall des Wasserstoffatoms ist $\Psi_{a,f}$ bzw. $\Psi_{a,i}$ eine kontinuierliche bzw. diskrete Einteilchen-Wellenfunktion des H-Elektrons, und die Integration läßt sich geschlossen ausführen. Diese Rechnung wurde im Zusammenhang mit der Ableitung der bekannten Formel für das Bremsvermögen von Bethe (Beth 30) erstmalig durchgeführt. Zur Integration über den Impulsübertrag Q gemäß Gleichung (3) sind numerische Rechenmethoden erforderlich.
Kuyatt et al. bzw. Rudd et al. haben nach dieser Methode die zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte für Wasserstoff berechnet und die Ergebnisse mit Messungen an molekularem Wasserstoff im Protonenenergiebereich von 50 - 300 keV verglichen (Ku 62, Ru 63, Ru 66). Die Übereinstimmung ist relativ schlecht. Die großen Abweichungen sind in erster Linie darauf zurückzuführen, daß die Rechnung für das Wasserstoffatom auf molekularen Wasserstoff übertragen wurde.
Die Bestimmung der Atom-Wellenfunktionen von Mehrteilchensystemen ist nur durch Einführung mehr oder weniger drastischer Näherungen möglich. Am einfachsten stellt sich diese Aufgabe beim Helium-Atom dar. Bevor darauf im nächsten Abschnitt eingegangen wird, sollen noch einige Bemerkungen zu komplizierteren Systemen als Helium gemacht werden, insbesondere im Hinblick auf die Messungen in der vorliegenden Arbeit an Stickstoff und Methan.
In diesem Fall ist es sinnvoll, die Einteilchen-Näherung für das Atom bzw. Molekül vorzunehmen. Dann erhält man für den Formfaktor

$$F(Q) = \int \psi_f^* \; e^{-i\vec{Q}\vec{r}} \; \psi_i \; d^3r \qquad (5)$$

wobei ψ_i und ψ_f der diskrete Anfangszustand bzw. der

kontinuierliche Endzustand des auszulösenden Elektrons sind.
Mitarbeiter von Bethe haben F(Q) im Zusammenhang mit Korrekturen der Bethe-Formel für Elektronen in inneren Atomschalen berechnet (Shell Corrections). Da sich diese Elektronen im Bereich eines starken Coulombfeldes bewegen, konnten dabei näherungsweise Wasserstoff-Wellenfunktionen zugrunde gelegt werden. Wie im Fall des Wasserstoffatoms läßt sich die Integration gemäß Gleichung (5) geschlossen ausführen, während die Integration über Q gemäß Gleichung (3) numerisch durchgeführt werden muß. Walske (Wa 52, Wa 56) und Khandelwal (Ka 66, Ka 68) geben die entsprechenden Formeln für die Unterschalen der L- und M-Schale an.
Der Vorteil der Rechnung ist es, daß die Formeln bis auf einen konstanten Faktor und einen Skalenfaktor für die Energie der Elektronen und der Protonen für jedes beliebige Atom gelten (Scaling-Methode). Die Autoren weisen jedoch darauf hin, daß der Ansatz einer ebenen Welle für das streuende Teilchen wegen der starken Coulombfelder zu Fehlern führt und daß eine Rechnung nach der DWBA dem Problem angemessener sei.

Zur Berechnung des Formfaktors für Elektronen aus äußeren Schalen, die den wesentlichen Beitrag zu den gemessenen Ionisierungs-Wirkungsquerschnitten liefern, ist die Verwendung von Wasserstoff-Wellenfunktionen unzulässig. In diesem Fall sind Hartree-Fock-Wellenfunktionen einzusetzen. Die entsprechende Rechnung ist mit einem relativ großen Aufwand verbunden. Sie wurde bisher nur im Fall der Ionisation von Kupfer-Atomen durchgeführt (Bas 69), wobei die Übereinstimmung mit den Experimenten im Vergleich zu dem großen Rechenaufwand unzureichend ist. Insofern würde eine Berechnung der Ionisations-Wirkungsquerschnitte für die molekularen Systeme N_2 und CH_4 weit über den Rahmen der vorliegenden Arbeit hinausgehen.

6.3 Die Ergebnisse für Helium

Berechnungen der Ionisations-Wirkungsquerschnitte für Helium sind von Rudd et al. (Ru 66), Mapleton (Ma 58) und Oldham (Ol 65, Ol 67) durchgeführt worden.
Rudd setzt in einfachster Näherung voraus, daß sich die Wellenfunktion des Elektrons, das nach der Ionisation beim He-Atom verbleibt, nicht ändert (Einteilchen-Näherung). Dann läßt sich Gleichung (5) verwenden, und die Rechnung wird nach der im vorangegangenen Abschnitt beschriebenen Scaling-Methode ausgeführt. Der Anfangs- und Endzustand des ausgelösten Elektrons werden durch Wasserstoff-Wellenfunktionen mit einer effektiven Ordnungszahl des Atoms von 1.69 beschrieben. Damit lassen sich die Formeln für das Wasserstoff-Atom mit einem entsprechenden Normierungsfaktor für den Wirkungsquerschnitt und einem Skalenfaktor für die Energie der Elektronen und Protonen auf das Helium-Atom übertragen.
Rudd hat die Ergebnisse mit seinen Messungen des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts verglichen. Es zeigt sich, daß die Übereinstimmung bei Helium besser ist als bei Wasserstoff. Dennoch ergeben sich große Abweichungen - insbesondere bei den Vorwärts- und den Rückwärtswinkeln (siehe Rudd 66).

Im Abschnitt 5.2 werden theoretische Ergebnisse von Rudd mit den gemessenen einfach differentiellen Wirkungsquerschnitten verglichen (siehe Abb. 26). Es besteht eine gute Übereinstimmung bei den hohen Elektronenenergien. Bei kleineren Energien treten jedoch Abweichungen auf (siehe auch Diskussion in 5.2).
Mapleton hat bei seiner Rechnung die Änderung der Wellenfunktion des verbleibenden Elektrons berücksichtigt, womit er die Einteilchen-Näherung aufgibt. Er verwendet ebenfalls Wasserstoff-Wellenfunktionen, wobei er annimmt, daß sich das gebunden zurückbleibende und das ausgelöste Elektron in Coulombfeldern mit unterschiedlicher effektiver Kernladung bewegen, die sich zudem

vom Anfangs- zum Endzustand ändern. Ergebnisse von Mapleton für die Berechnung der totalen Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 29 (Abschnitt 5.3) eingezeichnet. Die Kurve zeigt eine relativ gute Übereinstimmung mit den Meßergebnissen von McDaniels und Hooper (Da 62), nicht jedoch mit den Messungen der vorliegenden Arbeit (siehe 5.3).
Oldham verbessert bei seiner Rechnung die Wellenfunktion für den Grundzustand des Helium-Atoms (Ruthaan function, Rua 60) und wählt für den kontinuierlichen Endzustand des emittierten Elektrons teilweise eine Hartree-Fock-Wellenfunktion. Die Übereinstimmung mit den Experimenten konnte dadurch verbessert werden. Oldham gibt für die 300 keV-Messung an Helium zu wenig Ergebnisse an, als daß ein Vergleich mit den Messungen der vorliegenden Arbeit sinnvoll wäre.

Die vorangegangene Betrachtung zeigt, daß der Erfolg der quantenmechanischen Berechnung von Ionisations-Wirkungsquerschnitten - auch im Fall eines so einfachen atomaren Systems wie Helium - unbefriedigend ist.

A N H A N G

Die Theorie des Elektronenspektrometers

Im folgenden Abschnitt wird eine Theorie für das Elektronenspektrometer entwickelt, die es ermöglicht, Kenngrößen des Spektrometers zu bestimmen. Ziel der Berechnung ist es unter anderem, die im Abschnitt 2.2 gemessenen Größen zu diskutieren, insbesondere im Hinblick auf ihre weitere Verwendung bei der Berechnung der absoluten Wirkungsquerschnitte.
In der Arbeit von Harrower (Ha 55) wird bereits eine Theorie des vorliegenden Spektrometers gegeben. Im folgenden wird diese Theorie erweitert.

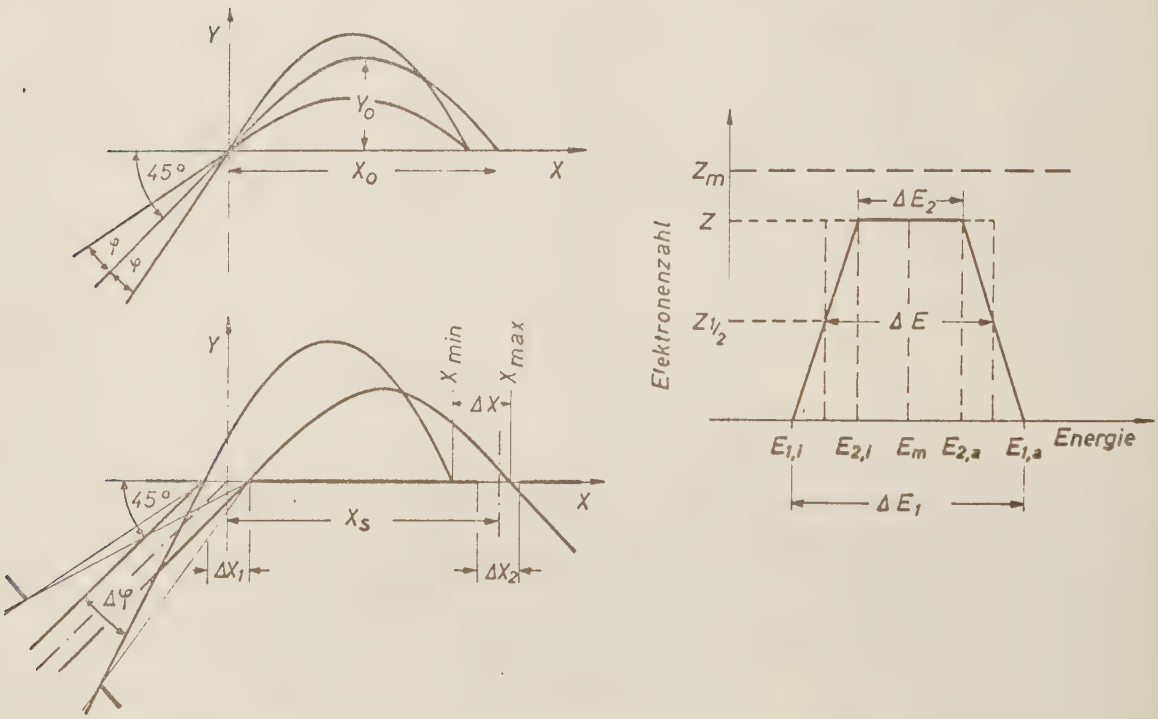


Abb. A 1 a, b und A 2: Zur Theorie des Elektronenspektrometers

Ein Teilchen bewegt sich nach Eintritt in das Spektrometer unter Einwirkung des homogenen Feldes auf einer Parabel-Bahn (siehe Abb. A 1 a). Aus den Bewegungsgleichungen für die Ortskoordinaten $x = v_x \cdot t$ und $\ddot{y} = e \cdot U/d \cdot m$ erhält man nach Integration und Elimination der Zeit t folgende Gleichung für die Parabel

$$(1) \quad y = x^2 \frac{U \cdot e}{4 \cdot d \cdot E \cdot \cos^2(45^\circ + \phi)} + x \cdot \tan(45^\circ + \phi)$$

Dabei ist $v = \sqrt{2E/m}$ die Anfangsgeschwindigkeit, E die Einschußenergie, m die Masse und e die Ladung des Teilchens. U ist die Spannung zwischen den Platten (negative Gegenfeldspannung), d der Plattenabstand und ϕ der Eintrittswinkel des Teilchens (relativ zu 45°).

Im folgenden interessiert insbesondere die Basislänge der Parabel, da sie dem Blendenabstand entspricht. Man erhält aus Gleichung (1)

$$(2) \qquad x_o = \frac{E}{\varepsilon} \cos(2\phi) \qquad \text{mit } \varepsilon = -\frac{eU}{2d}$$

Betrachtet man x_o als Funktion von ϕ, so zeigt Gleichung (2), daß x_o bei $\phi = o$ ein Maximum durchläuft, das heißt es ist

$$(3) \qquad \frac{dx_o}{d\phi} = -2 \frac{E}{\varepsilon} \sin(2\phi) = 0 \qquad \text{für } \phi = 0$$

Das hat zur Folge, daß das Spektrometer fokussierend wirkt für Teilchen mit Einfallswinkeln nahe an 45°. In Abb. A 1 a ist dieses Verhalten dargestellt. Die Bahnen zweier Teilchen, deren Einfallswinkel symmetrisch zu 45° liegen, schneiden sich auf der Höhe der Austrittsblende. Aufgrund der Fokussierungswirkung ist es also sinnvoll, das Spektrometer so zu verwenden, daß die Teilchen unter 45° in den Plattenzwischenraum eintreten.

Bei der Wahl des Plattenabstandes ist darauf zu achten, daß die Teilchen die Gegenfeldplatte nicht berühren. Für die Höhe des Parabelbogens erhält man aus Gleichung (1)

$$(4) \qquad y_o = 0.25\, x_o \qquad \text{für } \phi = 0$$

Nimmt man an, daß der Eintrittswinkel den Bereich $\pm 3^o$ nicht überschreitet, so ist es ausreichend, einen Plattenabstand von $d = 0.3\, x_s$ anzunehmen, wobei x_s der Abstand von der Ein- und Austrittsblende ist. Für das vorliegende Spektrometer ist ein Wert von $d/x_s = 0.301$ gewählt worden.
Mit $\phi = 0$ erhält man aus Gleichung (2) die Eichgleichung des Spektrometers

$$(5) \qquad E = \varepsilon \cdot x_s \quad \text{oder} \quad U = -\, k\, E/e \quad \text{mit } k = 2d/x_s$$

Die Eichgleichung besagt, daß das Verhältnis von Gegenfeldspannung U (in V) und der Energie (in eV) der Teilchen, die die Austrittsblende verlassen, konstant ist. Diese Konstante wird als Eichfaktor des Spektrometers bezeichnet. Wegen $d/x_s = 0.301$ beträgt der Eichfaktor beim vorliegenden Spektrometer $k = 0.602$.

Wichtige Kenngrößen des Spektrometers sind das Auflösungsvermögen, das effektive Energieintervall und die Transparenz. Eine Theorie, die die Berechnung dieser Größen ermöglicht, muß die Spaltbreite der Ein- und Austrittsblende und die Streuung des Eintrittswinkels der Elektronen berücksichtigen.
Dabei gehe man von folgender Betrachtung aus.
Monoenergetische Elektronen treten mit einer gewissen Winkelstreuung unter 45^o in das Spektrometer ein (siehe Abb. A 1 b). $\Delta\phi$ ist die größte Winkelabweichung zu 45^o. Im vorliegenden Fall wird die Winkelstreuung durch die Lage und Größe der beiden Eintrittsblenden bestimmt. Eintritts- und Austrittsblende besitzen eine Spaltbreite von Δx_1 bzw. Δx_2. Nach Durchlaufen einer

Parabelbahn treffen die Elektronen auf der Höhe der Austrittsblende in einem Bereich von x_{min} bis x_{max} auf. Wie sich leicht zeigen läßt, stellen die beiden in Abb. A 1 b gezeichneten Parabelbahnen Extremfälle aller übrigen möglichen Elektronenbahnen dar.
Betrachtet man den Fall der kleinen Winkelstreuung ($\Delta\phi = 0$), so ist $\Delta x = x_{max} - x_{min}$ gleich der Spaltbreite Δx_1 der Eintrittsblende. Mit steigender Winkelstreuung wächst Δx, so daß Δx in der Regel größer als Δx_1 ist. Da beim vorliegenden Spektrometer $\Delta x_1 = \Delta x_2$ gilt, ist Δx auch größer als Δx_2. Die Zahl der Teilchen, die durch die Austrittsblende gelangen, erhält man aus der Integration über die Teilchenverteilung längs der x-Koordinate in den durch die Austrittsblende gegebenen Grenzen.
Im Fall $\Delta\phi = 0$ sind die Elektronen im Δx-Intervall gleichverteilt. Im folgenden wird in Näherung auch im Fall vorhandener Winkelstreuung eine Gleichverteilung angenommen, da sich dadurch die anschließende Rechnung wesentlich vereinfacht. Die Näherung ist insofern vertretbar, als die Winkelstreuung im allgemeinen klein ist.

Variiert man die Energie der monoenergetischen Elektronen, so bewegt sich der Δx- Bereich längs der x-Koordinate. Man erhält für die Zahl der austretenden Elektronen in Abhängigkeit von der Elektronenenergie eine trapezförmige Kurve, wie sie in Abb. A 2 dargestellt ist.
Fällt der Δx_2-Bereich ganz in das Δx-Intervall, so erreicht die Zahl der austretenden Elektronen ein Maximum (siehe Trapezdach). Das Verhältnis der maximal austretenden Elektronen und der insgesamt im Δx-Bereich auftreffenden Elektronen nennt man Transparenz des Spektrometers.
Die Lage der Eckpunkte des Trapezes lässt sich gemäß Gleichung (2) berechnen.

Es ist

(6) $$E = (x_{min} + \Delta x_1/2) \cdot \varepsilon/\cos 2\Delta\phi$$

(7) $$E = (x_{max} - \Delta x_1/2) \cdot \varepsilon$$

Daraus folgt mit $\Delta x_s = \Delta x_1 = \Delta x_2$ und den folgenden Randbedingungen:

$$x_{min} = x_s + \Delta x_2/2 \quad \rightarrow \quad E_{1,a} = (x_s + \Delta x_s) \cdot \varepsilon/\cos 2\Delta\phi$$

$$x_{max} = x_s - \Delta x_2/2 \quad \rightarrow \quad E_{1,i} = (x_s - \Delta x_s) \cdot \varepsilon$$

$$x_{min} = x_s - \Delta x_2/2 \quad \rightarrow \quad E_{2,a} = x_s \cdot \varepsilon/\cos 2\Delta\phi$$

$$x_{max} = x_s + \Delta x_2/2 \quad \rightarrow \quad E_{2,i} = x_s \cdot \varepsilon$$

Es erscheint sinnvoll, für den Energiemittelwert E_m den Mittelpunkt des Trapezdaches anzunehmen.

$$E_m = (E_{2,a} + E_{2,i})/2 = x_s \cdot \varepsilon\left(\frac{1+1/\cos 2\Delta\phi}{2}\right)$$

Mit diesem Ausdruck erhält man eine erweiterte Eichgleichung, die die Winkelstreuung berücksichtigt.
Für $\Delta\phi = 0$ fallen E_m und $E = x_s \cdot \varepsilon$ der Eichgleichung (5) zusammen.

Ausgangspunkt für die Bestimmung des Auflösungsvermögens ist die Berechnung der Dach- und Basislänge des Trapezes bezogen auf die mittlere Energie E_m.

$$\frac{\Delta E_2}{E} = 2\tan^2\Delta\phi$$

$$\frac{\Delta E_1}{E} = \frac{2\Delta x_s}{x_s} \; 2\tan^2\Delta\phi$$

Die Gleichungen zeigen, daß bei kleiner Winkelstreuung die Dachlänge verschwindet (das Trapez entartet zu einem Dreieck) und die Basislänge gleich dem Verhältnis von doppelter Blendenweite und Blendenabstand wird.
Als Auflösungsvermögen wird im folgenden die relative Halbwertsbreite des Peaks bezeichnet, den man bei der Messung mit monoenergetischen Elektronen erhält. Im vorliegenden Fall ist das Auflösungsvermögen gleich dem Mittelwert der relativen Dach- und Basislänge des Trapezes (siehe Abb. A 2)

$$(8) \quad A = \frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta x_s}{x_s} + 2 \tan^2 \Delta\phi$$

Wie zu erwarten, zeigt die Gleichung, daß Blendenweite und Winkelstreuung additiv zum Auflösungsvermögen beitragen.
Die Höhe des Trapezes entspricht der Transparenz des Spektrometers. Gemäß der weiter oben gegebenen Definition läßt sich die Transparenz τ aus dem Verhältnis von Δx_s und Δx bestimmen. Dabei ist Δx für den Fall zu berechnen, daß Δx_s in den Δx-Bereich fällt - etwa für $E = E_m$. Dann erhält man mit Gleichung (6) und (7)

$$(9) \quad \tau = \frac{1}{1+\sin 2\Delta\phi \cdot \tan 2\Delta\phi \cdot x_s / 2\Delta x_s}$$

Die Gleichung (9) zeigt, daß die Transparenz bei großer Blendenweite oder kleiner Winkelstreuung den Maximalwert von 1 erreicht.
Bei der bisherigen Diskussion wurden monoenergetische Elektronen zugrundegelegt. Bei den Delta-Elektronen-Experimenten, bei denen Elektronen in einem weiten Energiebereich auftreten, interessiert das vom Spektrometer erfaßte effektive Energieintervall. Bei der Definition des effektiven Energieintervalls geht man von einer Anzahl energetisch gleichverteilter Elektronen n_E pro Energieeinheit aus, die in den Raumwinkel des

Spektrometers eintreten. Das effektive Energieintervall ist das Verhältnis der Elektronen, die die Austrittsblende verlassen, zum Produkt von n_E und τ. An Abb. A 2 läßt sich die Definition veranschaulichen. Das effektive Energieintervall entspricht der Breite eines Rechteckes mit der gleichen Höhe und dem gleichen Flächeninhalt wie das Trapez. Es läßt sich leicht zeigen, daß im vorliegenden Fall das effektive Energieintervall gleich der Halbwertsbreite des Trapezes ist.
Die Ausdrücke für das Auflösungsvermögen (8) und die Transparenz (9) lassen sich weiter vereinfachen, wenn man berücksichtigt, daß $\Delta\phi$ in der Regel sehr klein gegen 1 ist. Dann erhält man mit $\tan\Delta\phi \simeq \Delta\phi$ und $\sin 2\Delta\phi \simeq 2\Delta\phi$ die folgenden Näherungsformeln

$$(8') \qquad A = \Delta x_s/x_s + 2\Delta\phi^2$$

$$(9') \qquad \tau = \frac{\Delta x_s/x_s}{\Delta x_s/x_s + 2\Delta\phi^2}$$

Die Formeln zeigen, daß das Produkt von Auflösungsvermögen und Transparenz unabhängig von $\Delta\phi$ ist. Eine steigende Winkelstreuung bewirkt demnach eine Verringerung der Dachhöhe und eine Verbreiterung des Trapezes derart, daß der Flächeninhalt konstant bleibt. Ferner ergibt sich, daß der Flächeninhalt des Trapezes der mittleren Elektronenenergie proportional ist.

Im folgenden wird der Versuch gemacht, die verschiedenen Kenngrößen des Spektrometers anhand der geometrischen Daten der Apparatur zu berechnen.
Der Winkel $\Delta\phi$, der als Maximalabweichung des Eintrittswinkels von 45° definiert wurde, ist im allgemeinen schwer zu ermitteln. Aus der Lage und der Größe der beiden Eintrittsblenden erhält man gemäß Abb. A1 b

$\Delta\phi = 0.7^{\circ}$. Dieser Wert ist jedoch insofern unrealistisch, als dabei vorausgesetzt wurde, daß die Winkelstreuung symmetrisch zu 45° verteilt ist. Bei den Toleranzen der vorliegenden Apparatur ist das jedoch nicht zu erwarten.
Geht man vom gemessenen Wert des Auflösungsvermögens $A = 1.08 \cdot 10^{-2}$ aus und berücksichtigt $\Delta x_s / x_s = 0.55 \cdot 10^{-2}$, so erhält man nach Gleichung (8') $\Delta\phi = 2.8^{\circ}$. Dieser Wert erscheint durchaus plausibel, wenn man mögliche Bahnänderungen durch Inhomogenitäten des Spektrometerfeldes berücksichtigt. Besonders kritisch ist dabei der Übergang in den Spektrometerinnenraum bei der Eintrittsblende, an der starke Feldverzerrungen auftreten.

Mit $\Delta\phi = 2.8^{\circ}$ ergibt sich für die Transparenz $\tau = 51$ %. Ferner läßt sich die Form des Trapezes gemäß Abb. A 2 berechnen. Das Verhältnis von Dach- und Basislänge ist 0.31. Für die erweiterte Eichgleichung erhält man $E_m = x_s \cdot \varepsilon \cdot 1.0013$. Der Ausdruck zeigt, daß die Winkelstreuung eine Verschiebung des Energiemittelwertes von 0.13 % bewirkt. Diese Abweichung ist bei den Experimenten der vorliegenden Arbeit zu vernachlässigen.

Literaturverzeichnis

(Kee 49) J. P. Keene, Phil. Magn. 40 (1949) 369

(Fo 55) Ia. M. Fogel, L. I. Krupnik und B. G. Safronow, Soviet Phys.-JETP 1 (1955) 415

(Gil 57) H. B. Gilbody und J. B. Hasted, Proc. Roy. Soc. (London) A 240 (1957) 382

(Afr 58) V. V. Afrosimov, R. N. Il'in und N. V. Fedorenko, Soviet Phys.-JETP 7 (1958) 968

(Sw 60) F. Schwirzke, Z. Physik 157 (1960) 510

(Hoo 61) J. W. Hooper, E. W. McDaniel, D. W. Martin und D. S. Harmer, Phys. Rev. 121 (1961) 1123

(Da 61) E. W. McDaniel, J. W. Hooper, D. W. Martin und D. S. Harmer, in Proceedings of the Fifth International Conference on Ionisation Phenomena in Gases, Munich 1961 (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1962) Vol. I, p. 60

(Blau 57) E. Blauth, Z. Physik 147 (1957) 228

(Moe 58) D. Moe und O. Petsch, Phys. Rev. 110 (1958) 1358

(Moe 59) D. Moe und O. Petsch, Phys. Rev. 115 (1959) 349

(Be 61) H. W. Berry, Phys. Rev. 121 (1961) 1714

(Ku 63) C. E. Kuyatt und T. Jorgensen, Jr., Phys. Rev. 130 (1963) 1444

(Ru 63) M. E. Rudd und T. Jorgensen, Jr., Phys. Rev. 131 (1963) 666

(Ru 66) M. E. Rudd, C. A. Sauter und C. L. Bailey, Phys. Rev. 151 (1966) 20

(Beth 30) H. A. Bethe, Ann. Phys., Lpz. 5 (1930) 325

(Bat 53) D. R. Bates und G. Griffing, Proc. Phys. Soc. (London) A 66 (1953) 961

(Lan 58) L. D. Landau und E. M. Lifschitz, Quantum Mechanics, Nonrelativistic Theory (Addison-Wesley Publishing Company, Inc., Reading, Massachusetts, 1958) p. 459

(Map 58) R. A. Mapleton, Phys. Rev. 109 (1958) 1166

(Ol 65) W. J. Oldham, Jr., Phys. Rev. 140 (1965) A1477

(Ol 67) W. J. Oldham, Jr., Phys. Rev. 161 (1967) 1

(Ha 55) G. A. Harrower, Rev. Sci. Instr. 26 (1955) 850

(Hu 29) A. L. Hughes und J. H. McMillen, Phys. Rev. 34 (1929) 291, 39 (1932) 585

(Li 67) W. Lichten, Phys. Rev. 164 (1967) 131

(Ru 64) M. E. Rudd, Phys. Rev. Let. 13 (1964) 503

(Ru 65) M. E. Rudd, Phys. Rev. Let. 15 (1965) 580

(Ru 66a) M. E. Rudd, T. Jorgensen und D. J. Volz, Phys. Rev. 151 (1966) 28

(Ru 68) M. E. Rudd und K. Smith, Phys. Rev. 169 (1968)79

(Ed 68) A. K. Edwards und M. E. Rudd, Phys. Rev. 170 (1968) 140

(Me 66) W. Mehlhorn und W. N. Asaad, Z. Physik 191 (1966) 231

(Gru 65) M. Gryzinski, Phys. Rev. 138 (1965) A 305, Phys. Rev. 138 (1965) A 322, Phys. Rev. 138 (1965) A 336

(Gar 68) J. D. Garcia, E. Gerjuoy und J. E. Welker, Phys. Rev. 165 (1968) 66

(Wa 52) M. C. Walske, Phys. Rev. 88 (1952) 1283

(Wa 56) M. C. Walske, Phys. Rev. 101 (1956) 940

(Ka 66) G. S. Khandelwal und E. Merzbacher, Phys. Rev. 144 (1966) 349

(Ka 68) G. S. Khandelwal, Phys. Rev. 167 (1968) 136

(Bas 69) G. J. Basbas, ORO-2408-9

Die vorliegende Arbeit entstand in der Abteilung Strahlenphysik des Hahn-Meitner-Instituts Berlin.
Herrn Prof. Dr. W. Jacobi möchte ich für die Unterstützung bei der Arbeit danken. Ferner möchte ich Herrn G. Jacob für die Erstellung der Konstruktionszeichnungen und Fräulein T. Kiehne und Herrn K. Begemann für die Mithilfe bei der Durchführung und Auswertung der Messungen danken.
Mein besonderer Dank gilt mehreren Mitarbeitern der mechanischen Werkstatt, die die Meßapparatur angefertigt haben.